

**Haftstellenspektroskopie mit DLTS
an Defekten in Silicium**

von
Helmut Lefèvre
aus Karlsruhe

1981 # 179

Haftstellenspektroskopie mit DLTS an Defekten in Silicium

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen - Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Helmut Lefèvre
aus Karlsruhe

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 27.2.1981

Vorsitzender der Promotionskommission:

Professor Dr.H.Wegener

Erstberichterstatter: Professor Dr.M.J.Schulz

Zweitberichterstatter: Professor Dr.H.Weiß

Haftstellenspektroskopie mit DLTS an Defekten in Silicium

<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Grundlegende Eigenschaften von elektronischen Haftstellen</u>	
2.1. Definition von Haftstellen und Rekombinationszentren	5
2.2. Besetzungstatistik (Shockley-Read)	6
2.3. Verhalten von Haftstellen in der Raumladungszone	12
2.3.1. Eigenschaften des Schottky-Kontaktes	12
2.3.2. Eigenschaften der MOS-Struktur	28
<u>3. Transientenspektroskopie</u>	
3.1. "Deep Level Transient Spectroscopy" (DLTS)	35
3.1.1. Prinzip der Meßmethode	36
3.1.2. Korrekturen durch Temperaturabhängigkeiten	40
3.1.2.1. Einfluß durch den Einfangquerschnitt	41
3.1.2.2. Änderung der Entropie	42
3.1.3. Korrektur der gemischten Emission	46
3.2. "Double Deep Level Transient Spectroscopy" (DDLTS)	49
3.2.1. Prinzip der Methode	49
3.2.2. Berechnung der Haftstellenkonzentration im Volumen	53
3.3. "Constant Capacitance Deep Level Transient Spectroscopy" (CC-DLTS)	
Bestimmung von Volumen und Grenzflächenzuständen an MOS-Strukturen	58
3.4. Mögliche Störeffekte bei DLTS-Untersuchungen	63

<u>4. Aufbau der Apparatur</u>	66
4.1. Anordnung zur Temperatursteuerung	67
4.2. Kapazitätsmeßbrücke	68
4.3. Rückkopplungssystem	70
4.4. Rechnersystem	73
4.5. Messung von Kapazitäts-Spannungs- und Strom-Spannungsabhängigkeiten	75
<u>5. Untersuchungen von Defekten in Silicium</u>	
5.1. Einleitung	77
5.2. Experimentelle Durchführung	83
5.3. Meßergebnisse an Kristallwachstumsdefekten	91
5.3.1. Zonengezogenes Silicium (Fz)	92
5.3.2. Czochralski gezogenes Silicium (Cz)	101
5.3.3. Temperverhalten von Haftstellen in Silicium das A-swirldefekte enthält	102
5.4. Haftstellen von bei Raumtemperatur erzeugten Eigendefekten	106
5.4.1. Bestrahlung mit Elektronen	106
5.4.2. Bestrahlung mit Neutronen	110
5.4.3. Selbstimplantation und Lasertemperung	115
5.5. Haftstellen erzeugt durch Oxidation und Temperung	120
<u>6. Zuordnung von Haftstellen zu Defekten in Silicium</u>	
6.1. Zusammenstellung der gemessenen Haftstellen und Vergleich mit DLTS-Ergebnissen aus der Literatur	123
6.1.1. Haftstellen der Kristallherstellung	123
6.1.2. Haftstellen bei Raumtemperatur erzeugter Defekte	129
6.1.3. Haftstellen oxidationsinduzierter Defekte	134

6.2.	Vergleich der Messungen mit bekannten Eigenschaften der Eigenzwischengitteratome in Silicium	136
6.2.1.	Elektrische Eigenschaften	137
6.2.2.	Verhalten beim Kristallwachstum	140
6.2.3.	Erzeugung bei Raumtemperatur	142
6.2.4.	Verhalten bei Temperaturbehandlung	143
6.2.5.	Einfluß der Oxidation	146
6.3.	Verunreinigung als Ursache der Niveaus E1 und E4?	147
<u>7.</u>	<u>Schlußfolgerung</u>	151
<u>8.</u>	<u>Zusammenfassung</u>	155
<u>9.</u>	<u>Literaturverzeichnis</u>	157
<u>10.</u>	<u>Verwendete Konstanten</u>	168
<u>11.</u>	<u>Symbolverzeichnis</u>	168
Anhang:	Computersimulationen von DLTS-Signalen	171



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Haftstellenspektroskopie mit DLTS an Defekten in Silicium

1. Einleitung

Elektronische Haftstellen - aus dem Englischen übernommen auch Traps genannt - sind in unterschiedlichen Konzentrationen immer im Halbleiter vorhanden. Sie entstehen bereits während der Kristallzucht oder werden im Verlauf weiterer Prozeßschritte nachträglich erzeugt. Durch Haftstellen werden Bauelementkennlinien oder auch die Materialparameter des Materials beeinflußt. In Feldeffekttransistoren verursachen Haftstellen z.B. überproportionale Stromanstiege zwischen Source und Drain oder zeitabhängige Gate-Kapazitäten. Im Grundmaterial reduzieren sie die Ladungsträgerlebensdauer, da Haftstellen als Rekombinationszentren für die Vernichtung freier Elektronenladungen wirken können /1/.

Elektronische Haftstellen können sowohl durch Gitterdefekte wie Leerstellen und Eigenzwischengitteratome als auch durch Fremdatome im Kristall verursacht werden. Die Fremdatome können substitutionell oder als Zwischen-gitteratome in das Gitter eingebaut werden. Sie können untereinander oder mit Gitterdefekten Komplexe bilden. Die Vielfalt der Gitterdefekte und der verschiedenen Möglichkeiten des Einbaus von Fremdatomen führt zu einem Spektrum verschiedener Trapeigenschaften. Durch diese Trapeigenschaften kann die Güte eines Kristalls charakterisiert werden.

Charakteristische Eigenschaften einer Haftstelle sind die energetische Lage im verbotenen Band, die Einfangsquerschnitte und die Konzentration. Die theoretische Beschreibung der Trapeigenschaften und des Einfangsprozesses erweist sich als schwierig /1-4/. Es gelingt z.B. für das bekannte und häufig untersuchte Rekombinationszentrum von Gold in Silicium nicht zufriedenstellend /5/. Die experimentelle Untersuchung der Haftstellenparameter kann mit elektrischen oder optischen Methoden durchgeführt werden. Zur Messung sehr kleiner Trapkonzentrationen sind elektrische Methoden wegen ihrer höheren Empfindlichkeit besser geeignet. Von den elektrischen Methoden zeichnet sich die Deep level Transient Spectroscopy (DLTS) /7/ im Vergleich zur thermisch stimulierten Strommessung (TSC) und zur Messung der thermisch stimulierten Diodenkapazität (TSCAP), durch hohe Empfindlichkeit und gute Energieauflösung aus. Bei dieser DLTS-Methode werden durch einen Spannungsimpuls Ladungsträger in Haftstellen injiziert und das Meßsignal der anschließenden thermischen Ladungsemission mit einer Wichtungsfunktion korreliert.

Ziel dieser Arbeit war es in Siliciumkristallen Haftstellen von Defekten der Leerstellen- und Eigenzwischengitteratome sowie deren Komplexe mit Fremdstoffen zu identifizieren. Diese Defekte werden im folgenden Eigen-defekte genannt. Von besonderem Interesse waren Defekte aus Eigenzwischengitteratomen, da sie bei hohen Temperaturen die dominierenden Punktdefekte /133/ und die Ursache für die Bildung von komplexen Mikrodefekten sind /89,123/.

Elektronische Haftstellen zu diesen Defekten konnten bisher nicht nachgewiesen werden.

Zur Identifizierung der Haftstellen mit Defekten dienten sehr genaue und empfindliche Konzentrationsmessungen ($<10^{11} \text{ cm}^{-3}$) von Haftstellen an speziell hergestellten Kristallen und an Proben in denen Eigendefekte durch Elektronen-, Neutronen- und Laserbestrahlung sowie Selbst-implantation generiert wurden. Das Ausheilverhalten der Haftstellen und Untersuchungen an MOS-Strukturen ergänzten die Informationen für Identifizierungen mit Defekten von denen Eigenschaften aus anderen Messungen bekannt sind.

Empfindliche Konzentrationsprofilmessungen lateral auf der Scheibe als auch im Volumen unterhalb des Meßkontaktes konnten erst nach einer Weiterentwicklung der DLTS-Methode zur DDLTS-Methode durchgeführt werden. Messungen an den MOS-Strukturen erfolgten mit der bekannten CC-DLTS Methode mit Hilfe eines eigens dafür entwickelten Rückkopplungssystems.

Die Genauigkeit der Auswertung von Haftstellenparametern aus DLTS-Meßkurven konnte durch die Entwicklung einer rechnergesteuerten Apparatur und durch Anpassung der Meßwerte mit einem simulierten DLTS-Signal im Vergleich zur gewöhnlichen Auswertung (Arrheniusaufzeichnung) verbessert werden. Im Simulationsprogramm werden erstmals die unvollständigen Besetzungen der Haftstellen innerhalb der Raumladungszone und die gleichzeitige Emission von Minoritätsträgern berücksichtigt.

Die Besetzungsverhältnisse und die Umladungsraten von Haftstellen innerhalb von Raumladungszonen werden in Kapitel II der vorliegenden Arbeit diskutiert. Nach Vorstellung der bekannten DLTS-Methode in Kapitel III werden Korrekturen zur genaueren Auswertung der DLTS-Meßdaten diskutiert und mit Computersimulationen im Anhang verdeutlicht. Danach wird das neue DDLTS-Verfahren und die CC-DLTS Methode erläutert. Die rechnergesteuerte Apparatur ist in Kapitel IV beschrieben.

Die Anwendung dieser Meßverfahren auf Haftstellen in Silicium folgt in Kapitel V. Nach kurzem Hinweis auf die unterschiedliche Erzeugung von Eigendefekten werden die experimentellen Bedingungen und dann die dazugehörigen Meßergebnisse erläutert. Die beobachteten Haftstellen nach der Kristallherstellung, nach Teilchenbestrahlung bei Raumtemperatur und nach Oxidation werden in Kapitel VI zusammengefaßt und mit Ergebnissen aus der Literatur diskutiert. Besonders ausführlich wird auf Eigenschaften von Defekten aus Eigen-Zwischengitteratomen eingegangen. Es wird geschlossen, daß zwei Niveaus bei $E_c - 0.07\text{eV}$ und $E_c - 0.49$ durch einen Defekt aus Eigen-zwischengitteratomen (di-Si(i)) verursacht werden.

2. Grundlegende Eigenschaften von elektronischen Haftstellen

2.1 Definition von Haftstellen und Rekombinationszentren

Als Haftstellen (Traps) werden in dieser Arbeit energetische Zustände in der Bandlücke des Halbleiters bezeichnet, die energetisch so tief liegen, daß die Bindungen von Elektronen oder Löchern an einer bestimmten Haftstelle nicht durch ein Wasserstoffmodell unter Berücksichtigung der effektiven Massen von Elektronen und Löchern beschrieben werden können /1,7/. Von diesen Haftstellen können sowohl freie Elektronen des Leitungsbandes eingefangen, als auch an diese Haftstellen gebundene Elektronen an das Leitungsband abgegeben werden. Der gleiche Ladungsaustausch kann mit Löchern aus dem Valenzband erfolgen. Die Umladungsprozesse sind schematisch in Abb. 1 gezeigt.

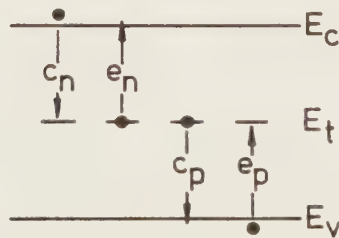


Abb.1: Schematische Darstellung des Ladungsaustausches, durch Elektronen (Punkte) zwischen einer elektrischen Haftstelle und dem Leitungs- bzw. Valenzband.

Ist die Einfangrate von Elektronen c_n einer Haftstelle von gleicher Größenordnung wie die Einfangrate von Löchern c_p , so wirkt die Haftstelle als Rekombinationszentrum.

Als Elektronentrap werden die Haftstellen bezeichnet, deren Rate der Elektronenemission größer als die Rate der Löcheremission ist ($e_n > e_p$). Als Löchertrap bezeichnet man entsprechend die Haftstellen, bei denen die Rate der Löcheremission überwiegt ($e_p > e_n$).

Der Donator bzw. Akzeptorcharakter einer Haftstelle ist durch die Ladungszustände bestimmt. Donatoren sind positiv geladen wenn das Fermi-niveau unterhalb des energetischen Zustandes liegt. Akzeptoren sind negativ geladen, falls das Fermi-niveau oberhalb des energetischen Zustandes liegt.

2.2 Besetzungstatistik (Shockley-Read)

Die Statistik der Besetzung von Haftstellen mit Elektronen bzw. Löchern als auch die Rate der Umladung wurde von Shockley und Read beschrieben /6, 11-13/. Die energetische Lage der Haftstelle und die Einfangquerschnitte bestimmen in dieser Statistik die Besetzung sowie die Rate der Umladung.

Die Statistik ist unter den Voraussetzungen gültig, daß (i) kein direkter Ladungsaustausch von einer Haftstelle zur anderen erfolgt, (ii) sich die energetische Lage der Haftstelle nicht in Abhängigkeit des Ladungszustandes /2/ verändert, (iii) die Zeit der Relaxation der eingefangenen Ladung vernachlässigbar und (iv) der Halbleiter nicht entartet ist.

Die Umladung U_e einer unbesetzten Haftstelle durch Elektroneneinfang ist dann gegeben durch

$$U_e = [1 - \exp\{(E_{ft} - E_{fn})/kT\}] \cdot n_o \cdot \langle c_n \rangle \quad (2.1)$$

E_{ft} = Quasiferminiveau für Besetzung des Trapniveaus

E_{fn} = Quasiferminiveau für freie Elektronen

k = Boltzmannkonstante

T = absolute Temperatur

n_o = freie Elektronenkonzentration

$$n_o = N_c \exp\{-(E_c - E_{fn})/kT\} \quad (2.2)$$

$\langle c_n \rangle$ = mittlerer Einfangkoeffizient

$$\langle c_n \rangle = \frac{1}{N_c} \int_{E_c}^{\infty} \exp\{(E_c - E)/kT\} \cdot c_n^*(E) N(E) dE \quad (2.3)$$

$N(E)$ = Zustandsdichte

$c_n^*(E)$ = Einfangwahrscheinlichkeit eines Elektrons der Geschwindigkeit v im Energieintervall dE

$$c_n^*(E) = \langle v \cdot \sigma_n \rangle \quad (2.4)$$

σ_n = Einfangquerschnitt für Elektronen

Der geklammerte Ausdruck in (2.1) beschreibt die Abweichung vom Gleichgewichtszustand ($E_{ft} = E_{fn}$).

Um den Ausdruck (2.3) zu vereinfachen, wird üblicherweise die Energieabhängigkeit des Einfangkoeffizienten auf die gemittelte thermische Geschwindigkeit $\langle v_{th} \rangle$ reduziert /1,7/. Diese thermische Geschwindigkeit ist gegeben durch

$$\langle v_{th} \rangle_n = \sqrt{\langle v_{th}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m_e^*}} \quad (2.5)$$

m_e^* = effektive Elektronenmasse

Mit der Annahme eines energieunabhängigen Einfangquerschnittes kann die Integralform des Einfangkoeffizienten $\langle c_n \rangle$ durch

$$\langle c_n \rangle = \sigma_n \cdot \langle v_{th} \rangle_n \quad (2.6)$$

ersetzt werden. Die Einfangraten für Elektronen und analog für Löcher auf eine unbesetzte Haftstelle bezogen sind damit

$$\begin{aligned}c_n &= \sigma_n \langle v_{th} \rangle_n n_o \\c_p &= \sigma_p \langle v_{th} \rangle_p p_o\end{aligned}\quad (2.7)$$

σ_p = Einfangquerschnitt für Löcher

$\langle v_{th} \rangle_p$ = mittlere therm. Geschwindigkeit der Löcher

p_o = freie Löcherkonzentration

Die Emissionsraten von Elektronen bzw. Löchern zum Leitungs- bzw. Valenzband ergeben sich aus der Bedingung ($c_n = e_n$ und $c_p = e_p$) im thermischen Gleichgewicht und unter Einführung eines Entartungsfaktors g der Haftstelle zu:

$$\begin{aligned}e_n &= A_n \frac{1}{g} \exp \{-(E_c - E_t)/kT\} \\e_p &= A_p g \exp \{-(E_t - E_v)/kT\} \\A_n &= \sigma_n \langle v_{th} \rangle_n N_c \\A_p &= \sigma_p \langle v_{th} \rangle_p N_v\end{aligned}\quad (2.8)$$

In Abweichung zu dieser Einführung des allgemeinen Entartungsfaktors g ist es genauer zwischen den Entartungen des unbesetzten Zustandes g_o und des besetzten Zustandes g_1 zu unterscheiden, wie sie von Many et al. /9/ definiert wurden. Für die Gleichgewichtsbesetzung gilt zwar

$$g = \frac{g_1}{g_o} \quad (2.9)$$

jedoch für den Nichtgleichgewichtszustand ist der Einfang ebenso wie die Emission von der Entartung des jeweiligen Zustandes abhängig! Dieser getrennte Einfluß der Entartungsfaktoren ist bisher nicht berücksichtigt worden. In dieser Arbeit wird folgende Lösung vorgeschlagen:

Für den Übergang eines Elektrons vom Leitungsband zur Haftstelle bzw. von der Haftstelle zum Leitungsband ist jeweils der zu erreichende Endzustand maßgebend. Für den Einfang ist die Entartung des besetzten Zustandes g_1 , für die Emission die Entartung des unbesetzten Zustandes g_0 zu nehmen. Mit entsprechender Betrachtung für Löcher ergeben sich folgende Beziehungen für die Einfangs- und Emissionsraten:

$$c_n = \sigma_n^* g_1 \langle v_{th} \rangle_n n_o \quad (2.10)$$

$$c_p = \sigma_p^* g_o \langle v_{th} \rangle_p p_o$$

$$e_n = \sigma_n^* g_o \langle v_{th} \rangle_n N_c \exp\{-(E_c - E_t)/kT\}$$

$$e_p = \sigma_p^* g_1 \langle v_{th} \rangle_p N_v \exp\{-(E_t - E_v)/kT\}$$

wobei folgende Beziehungen dieser Einfangquerschnitte σ_n^* , σ_p^* mit denen aus (2.8) gelten:

$$\sigma_n^* = \frac{1}{g_1} \sigma_n, \quad \sigma_p^* = \frac{1}{g_o} \sigma_p$$

Gleichgewichtsbesetzung der Haftstelle

Die Gleichgewichtsbesetzung der Haftstelle stellt sich durch die vier Einzelprozesse (2.10) ein. Für die zeitliche Änderung der besetzten Haftstellen N_T^- folgt damit

$$\frac{dN_T^-}{dt} = (c_n + e_p)(N_T - N_T^-) - (c_p + e_n)N_T^- \quad (2.11)$$

Im Gleichgewichtszustand wird die zeitliche Änderung Null und es gilt für den Besetzungszustand

$$N_T^- (\infty) = \frac{a}{a+b} N_T \quad (2.12)$$

mit

$$\begin{aligned} a &= (c_n + e_p) \\ b &= (c_p + e_n) \end{aligned}$$

Für die Besetzungswahrscheinlichkeit durch Elektronen gilt im Gleichgewichtszustand außerdem /14/

$$N_T^- = N_T f_E \quad (2.13)$$

mit dem Fermifaktor

$$f_E = \left[1 + \frac{g_0}{g_1} \exp \{ (E_T - E_F) / kT \} \right]^{-1} \quad (2.14)$$

Da die in (2.12) angegebene Besetzung mit der in (2.13) übereinstimmen muß, gilt

$$\frac{a}{a+b} = f_E \quad (2.15)$$

und da der Anteil der nicht besetzten Traps gegeben ist durch $(1-f_E)$ bzw. $b/(a+b)$ folgt

$$\frac{b}{a+b} = (1-f_E) \quad (2.16)$$

Aus (2.15) und (2.16) berechnen sich die Raten (a+b) zu

$$(a+b) = a/f_E = b/(1-f_E) \quad (2.17)$$

Durch die Relation (2.17) sind die Raten $c_n + e_p$ mit den Raten $c_p + e_n$ gekoppelt.

Durch Einsetzen von (2.12) und (2.13) in (2.17) erhält man

$$(a+b) = (c_p + e_n) \cdot \left[1 + \frac{g_1}{g_0} \exp \{ (E_F - E_t)/kT \} \right] \quad (2.18)$$

$$= (c_n + e_p) \cdot \left[1 + \frac{g_0}{g_1} \exp \{ -(E_F - E_t)/kT \} \right] \quad (2.19)$$

Nichtgleichgewichtszustand

Für den Nichtgleichgewichtszustand wurden von Miller et al./7/ zwei Fälle betrachtet. In einem sind Traps zum Zeitpunkt $t = 0$ mit Elektronen besetzt, im anderen unbesetzt. Die zeitabhängige Konzentration der besetzten Traps N_T^- errechnet sich dann

für $t = 0$ besetzt:

$$N_T^-(t) = \begin{cases} N_T \\ \frac{a}{a+b} N_T + \frac{b}{a+b} N_T \exp \{ -(a+b)t \} \end{cases} \quad \text{für} \begin{cases} t < 0 \\ t > 0 \end{cases} \quad (2.20)$$

für $t = 0$ unbesetzt:

$$N_T^-(t) = \begin{cases} 0 \\ \frac{a}{a+b} N_T [1 - \exp \{ -(a+b)t \}] \end{cases} \quad \text{für} \begin{cases} t < 0 \\ t > 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

Die zeitliche Konzentrationsänderung ist in beiden Fällen stets exponentiell und setzt sich aus der Summe der Einzelraten der Emission und des Einfanges zusammen. Für große Zeiten ($t \rightarrow \infty$) ergibt sich die Gleichgewichtsbesetzung nach (2.12).

Die für diese Fälle notwendige Annahme der vollständigen Besetzung bzw. Unbesetzung bei $t = 0$ stellt für Haftstellenanalysen in Raumladungszonen eine Vereinfachung dar, deren Gültigkeit in den folgenden Abschnitten diskutiert wird.

2.3 Verhalten von Haftstellen in der Raumladungszone

Das Verhalten von Haftstellen in Raumladungszonen von Schottky- bzw. PN-Dioden ist unterschiedlich zum Verhalten in Raumladungszonen von MOS-Strukturen. Bei MOS-Strukturen kann sich bei angelegter Spannung ein thermisches Gleichgewicht einstellen, da durch den Isolator keine Ströme fließen. Das Fermi-niveau ist im Halbleitersubstrat der MOS-Struktur konstant /15/.

Im folgenden Abschnitt werden die Eigenschaften einer Schottkydiode am Beispiel des in den Messungen am häufigsten verwendeten n-Typ-Materials erörtert. Der darauf folgende Abschnitt erläutert Eigenschaften der MOS-Struktur.

2.3.1 Eigenschaften des Schottky-Kontaktes

Die Schottky'sche Randschichttheorie ist eine "Einträgertheorie" da Minoritätsträger im Vergleich zu den Majoritätsträgern vernachlässigt werden /16/. Bei Raumtemperatur werden in

Silicium (Bandabstand 1.12 eV) die Ströme und die Raumladungskapazitäten durch Majoritätsträgereffekte gut beschrieben. Unter der Annahme eines abrupten Endes der Raumladungszone und homogener Dotierung ergeben sich für die Raumladungstiefe x_r , die Raumladungskapazität C, das elektrische Feld $\mathcal{E}$ und das Potential $V(x)$ folgende Beziehungen /15/:

$$x_r = \left[\frac{2\epsilon_s}{q N_D^*} \cdot (V_D - V_r + \frac{kT}{q}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.22)$$

ϵ_s = Dielektrizitätskonstante des Halbleiters

N_D^* = effektive Donatorkonzentration

V_D = Diffusionsspannung

V_r = angelegte Spannung in Sperrrichtung

$$C = \frac{\delta Q}{\delta V} = A \left[\frac{q\epsilon_s N_D^*}{2(V_D - V_r + \frac{kT}{q})} \right]^{\frac{1}{2}} = \epsilon_s \frac{A}{x_r} \quad (2.23)$$

Q = Raumladung

A = Kontaktfläche

$$|\mathcal{E}(x)| = \frac{q N_D^*}{\epsilon_s} (x_r - x) = \mathcal{E}_m - \frac{q N_D^*}{\epsilon_s} x \quad (2.24)$$

$\mathcal{E}_m$ = maximales elektrisches Feld

$$\mathcal{E}_m = \frac{2}{x_r} (V_D - V_r + \frac{kT}{q}) \quad (2.25)$$

$$V(x) = \frac{q N_D^*}{\epsilon_s} \left(\frac{1}{2} x^2 - x_r x \right) \quad (2.26)$$

$V(x)$ = Potential mit der Randbedingung

$$V(x=0) = 0 \quad (2.27)$$

$$V(x=x_r) = -V_D + V_r - \frac{kT}{q} \quad (2.28)$$

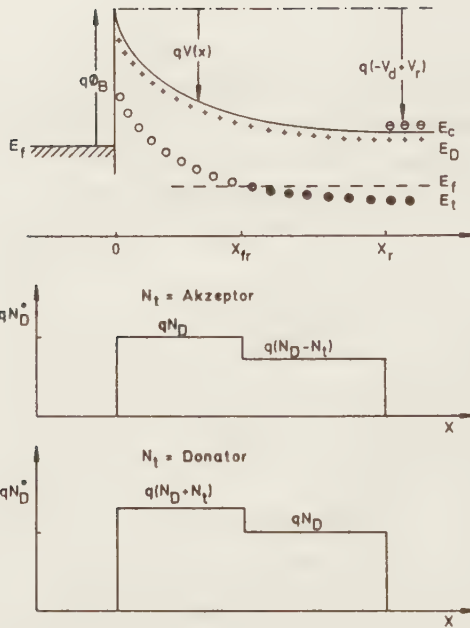


Abb.2: Schematische Zeichnung der Bandverbiegung eines n-Typ Schottkykontaktes, zur Erläuterung des Einflusses einer Haftstelle auf die Raumladungsdichte qN_D^* . Die Kreise stellen die unbesetzten Haftstellen dar, die im Falle von Donatoren die Ladung der Raumladungszone erhöhen. Akzeptoren erniedrigen die Raumladung, falls sie mit Elektronen besetzt sind, d.h. im Bereich zwischen x_{fr} und dem Raumladungs-ende x_r .

Eine schematische Zeichnung der Bandverbiegung eines idealen n-Typ Schottkykontaktes zeigt die Abb. 2. Die Grunddotierung N_D ist durch kleine Pluszeichen gekennzeichnet. Zur Vereinfachung wurde eine Erniedrigung der Barrierenhöhe ϕ_B durch den Schottkyeffekt /15/ vernachlässigt.

Haftstellen innerhalb der Raumladungszone sind durch Kreise dargestellt. Haftstellen unterhalb des Fermi-niveaus (volle Punkte) sind mit Elektronen besetzt und verursachen im Falle von Akzeptoren eine Kompensation der Grunddotierung. Die in der Raumladungszone vorhandene Raumladungsdichte qN_D^* ist in den unteren beiden Skizzen der Abb. 2 gezeigt. Tiefe Donatoren erhöhen die Raumladungsdichte in dem Bereich, wo sie oberhalb des Fermi-niveaus liegen.

Das Besetzungsgleichgewicht der Haftstellen ist abhängig von der Konzentration der Majoritäts- als auch Minoritätsladungsträger, die sich innerhalb der Raumladungszone stark ändert. Die Majoritätsträgerkonzentration einer homogen dotierten n-Typ-Schottkydiode wurde von Spenke /16/ unter Vernachlässigung von Generationen und Rekombinationen in der Raumladungszone angegeben zu

$$n_0(x) = n_0^* \exp\left\{\frac{q}{kT} (V(x_r) - V(x))\right\} + \frac{i_{sp}}{q \mu_n \mathcal{E}(x)} \quad (2.29)$$

mit n_0^* = Elektronenkonzentration im ungestörten Volumen des Halbleiters

i_{sp} = Sperrstromdichte

μ_n = Beweglichkeit der Elektronen

Diese Elektronenkonzentration $n_0(x)$ wird durch ein Quasiferminiveau E_{fn} beschrieben, wie es schematisch in Abb.3

dargestellt ist [16,19]. Der von Spenke [16] berechnete Verlauf der Elektronenkonzentration eines homogen dotierten n-Typ Halbleiters ist in Abb. 4 gezeigt.

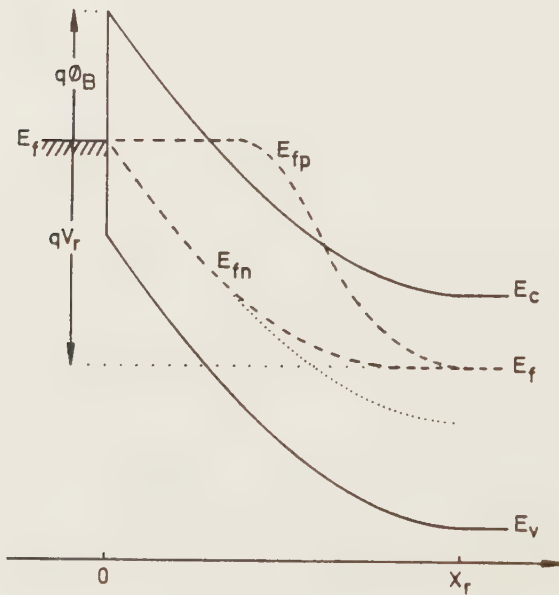


Abb.3: Schematische Darstellung der Bandverbiegung einer n-Typ Schottkydiode bei angelegter Sperrspannung. Die Quasi-ferminiveaus für Elektronen (E_{fn}) und Löcher (E_{fp}) sind gestrichelt eingezeichnet. Der Kreuzungspunkt der punktierten Linien kennzeichnet etwa den Übergang der Feldstromzone zur Boltzmannzone. Die dicht gepunktete Linie folgt dem Verlauf der Bandverbiegung.

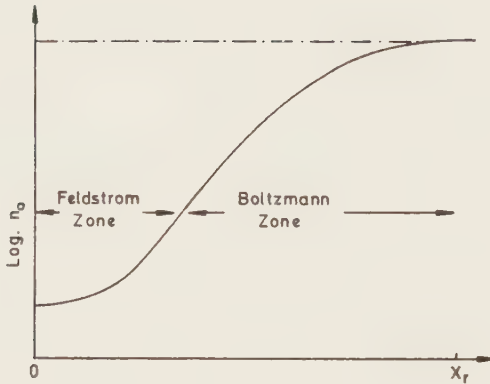


Abb. 4: Logarithmische Darstellung der Elektronenkonzentration als Funktion des Abstandes vom Metallkontakt einer Schottkydiode /16/.

Im Bereich der Feldstromzone ist die Majoritätsträgerkonzentration nahezu konstant (Logarithmischer Maßstab). Das Quasiferminiveau für Elektronen kann daher in diesem Bereich mit nahezu konstantem Abstand zur Leitungsbandkante angenommen werden. Die Position der Quasiferminiveaus direkt am Kontakt wird im Idealfall (keine Grenzflächenladungen) etwa der Position des Ferminiveaus im Metall ($E_C - E_F$) $\sim (E_C - \phi_B)$ entsprechen. Mit diesen Annahmen kann die Elektronen n_R und Löcherkonzentration p_R direkt am Kontakt abgeschätzt werden zu

$$\begin{aligned} n_R(x=0) &\approx N_C \exp \{ -q\phi_B / kT \} \\ p_R(x=0) &\approx N_V \exp \{ -(E_G - q\phi_B) / kT \} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Am Ende der Raumladungszone im Bereich der Boltzmannzone steigt die Elektronenkonzentration auf den Wert n_0 des ungestörten Halbleiters an. Die Löcherkonzentration ist bisher unberücksichtigt geblieben.

Analog zur Majoritätsträgerkonzentration wird in dieser Arbeit angenommen, daß die Löcherkonzentration am Raumladungsende den Wert p_0 des ungestörten Halbleiters erreicht. Die Konzentrationsverteilung der Löcher innerhalb der Raumladungszone ist weitgehend unbekannt. Nahe am Kontakt ändert sich das Potential als Funktion des Ortes gemäß (2.22) und (2.26) proportional zu $\sqrt{(V_D - V_r)}$. Der Einfluß dieses Potentials kann ähnlich der Majoritätsträgerkonzentration abgeschätzt werden zu

$$p(x) = p_R \exp \{ qV(x)/kT \} + \alpha(x) \quad (2.31)$$

Der Term $\alpha(x)$ ist nicht spezifiziert. Er hängt von der thermischen Generationsrate, der Diffusionslänge und dem elektrischen Feld ab. Er ist kleiner als die Löcherkonzentration direkt am Kontakt p_R und soll am Raumladungsende den Wert des ungestörten Halbleiters ($p(x_r) = \alpha(x_r) = p_0^*$) erreichen.

Eine geringfügige Abweichung des Potentialverlaufs der hier verwendeten Schottky'schen Parabelnäherung gibt es am Raumladungsende (Größenordnung $\frac{kT}{q}$), wenn berücksichtigt wird, daß das Raumladungsende mit der Unschärfe einer Debyelänge ein gradueller und nicht wie angenommen ein abrupter Übergang ist /16/.

Liegen inhomogene Dotierungen vor, so lassen sich die Raumladungskapazitäten, Potentiale etc. durch Integration der Poissongleichung ermitteln (siehe z.B. Abschnitt 3.2.2). Experimentell kann eine inhomogene effektive Dotierungskonzentration $N_D^*(x)$ aus der differentiellen Kapazitäts-Spannungsmessung /20-22/ mit einer örtlichen Auflösung etwa einer Debyeelänge λ_D /23/ bestimmt werden.

$$N_D^*(x) = \frac{dV}{dC} \frac{C^3}{\epsilon_s A q} \quad (2.32)$$

$$\lambda_D = \frac{kT \epsilon_s}{q N_D^*} \quad (2.33)$$

Haftstellenbesetzung

Zur Abschätzung des Einflusses der Ladungsträger auf die Haftstellenbesetzung wird in dieser Arbeit die Raumladungszone in folgende drei Bereiche eingeteilt:

- I. Kontaktzone (höchste Minoritätsträgerkonzentration)
- II. Mitte der Raumladungszone (freie Ladungsträger vernachlässigbar)
- III. Ende der Raumladungszone (Boltzmannbereich, Anstieg der Majoritätsträgerkonzentration)

Bei Umladungsprozessen durch Variation der anliegenden Sperrspannung, wie sie in den verschiedenen Meßmethoden vorliegen, kann in jedem Bereich die Haftstellenbesetzung berechnet werden. Die Umladungsprozesse unterscheiden sich in:

1. Umschalten von kleiner zu großer Sperrspannung
(Emissionsprozeß)
2. Umschalten von großer zu kleiner Sperrspannung
(Einfangprozeß)

Der Emissionsprozeß ist schematisch in Abb. 5 gezeigt.

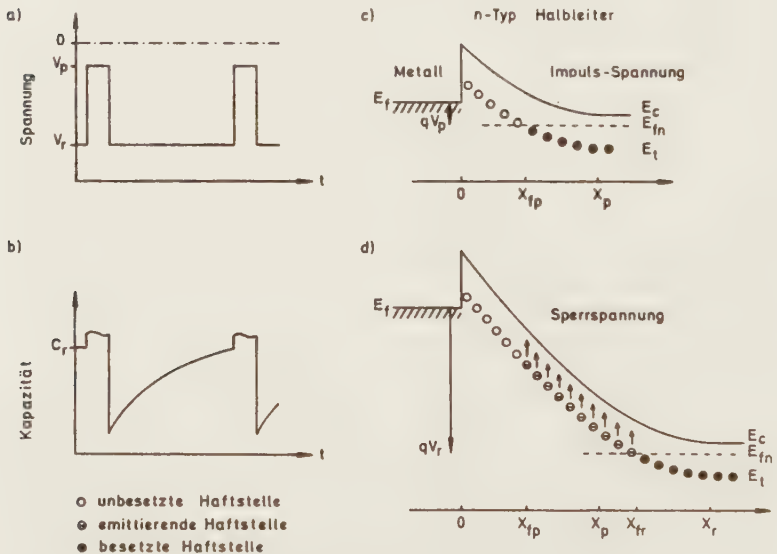


Abb.5: Schematische Darstellungen zu Einfang und Emission von Elektronen aus Haftstellen einer n-Typ Schottkydiode

- a) Verlauf der angelegten Spannung als Funktion der Zeit
- b) Verlauf der Raumladungskapazität als Funktion der Zeit
- c) Energiebandschema bei angelegter Pulsspannung zur Besetzung der Haftstellen
- d) Energiebandschema bei angelegter Sperrspannung. Durch Emission von Majoritätsträgern vergrößert sich die Raumladungskapazität.

Bei Anliegen der Impulsspannung V_p werden Haftstellen unterhalb des Majoritätsträgerferminiveaus mit Elektronen gefüllt (Einfangprozeß). Nach Umschalten auf die größere Sperrspannung V_r befinden sich besetzte Haftstellen oberhalb des Quasiferminiveaus für Elektronen. Der angestrebte Gleichgewichtsbesetzungszustand der Haftstellen kann sich unter Emission von Ladungsträgern einstellen. Die durch Emission erzeugte Änderung der Raumladung verursacht eine Änderung der Raumladungskapazität, die direkt in der Messung beobachtbar ist. Die Emission von Majoritätsladungsträgern bewirkt eine Erhöhung, die Emission von Minoritätsladungsträgern eine Erniedrigung der Kapazität.

Die Umladung der Haftstellen ist in jedem Bereich der Raumladungszone abhängig von der Gleichgewichtsbesetzung des Anfangs- und Endzustandes.

$$N_T^-(t) = N_T^-(E) + \{ N_T^-(A) - N_T^-(E) \} \exp \{ -(c_n + c_p + e_n + e_p) t \} \quad (2.34)$$

$N_T^-(A)$ und $N_T^-(E)$ bedeuten hierbei die Besetzungen mit Elektronen des Anfangs- bzw. Endzustandes am betrachteten Ort innerhalb der Raumladungszone .

(Miller et al /7/ haben zur Vereinfachung $N_T^-(A) = N_T^-$ gesetzt, was allgemein nicht erfüllt ist).

1. Emissionsprozeß

Für den Emissionsprozeß sind die Besetzungen der Anfangs- und Endzustände sowie die Raten und Amplituden $N_T^-(A) - N_T^-(E)$ der Umladung in Tabelle 1 für eine n-Typ Schottkydiode zusammengefaßt. Der Index 1 bzw. 2 bezeichnet jeweils Einfangraten des Anfangs- bzw. Endzustandes. Die Bereiche I-III werden im folgenden erläutert.

	Bereich I (am Kontakt) $c_n = 0$	Bereich II (Mitte) $c_n = c_p = 0$	Bereich III (R.L.Ende) $c_p = 0$
Anfangszustand $N_T^-(A)$	$\frac{e_p}{c_{p1} + e_p + e_n} \cdot N_T$	$\frac{1}{1 + \frac{e_n}{c_{n1} + e_p}} \cdot N_T$	$\frac{c_{n1} + e_p}{c_{n1} + e_p + e_n} \cdot N_T$
Endzustand $N_T^-(E)$	$\frac{e_p}{c_{p2} + e_p + e_n} \cdot N_T$	$\frac{1}{1 + \frac{e_n}{e_p}} \cdot N_T$	$\frac{c_{n2} + e_p}{c_{n2} + e_p + e_n} \cdot N_T$
Rate	$e_n + e_p + c_{p2}$	$e_n + e_p$	$e_n + e_p + c_{n2}$
Amplitude	$\left[\frac{e_p}{c_{p1} + e_p + e_n} - \frac{e_p}{c_{p2} + e_p + e_n} \right] \cdot N_T$	$\frac{N_T}{1 + A \cdot \exp \left(-\frac{E_G - 2(E_c - E_T)}{kT} \right)}$	$\left[\frac{c_{n1} + e_p}{c_{n1} + e_p + e_n} - \frac{c_{n2} + e_p}{c_{n2} + e_p + e_n} \right] \cdot N_T$
Vorzeichen*	negativ, da $c_{p2} < c_{p1}$	stets positiv da $c_n > 0$	positiv, da $c_{n1} > c_{n2}$
Kommentar	Löchereinfangrate verringert	Temperatur- und Energieabhängig $A^* = \frac{\sigma_p^*}{\sigma_n^*} \frac{g_1}{g_0} \cdot \frac{\langle v_{th,p} \rangle}{\langle v_{th,n} \rangle}$	Verschwimmt am R.L.Ende, da $c_{n2} = c_{n1}$

Tabelle 1: Beziehungen während der Emission am n-Typ Schottky-Kontakt. Erläuterungen siehe Text.

*positives Vorzeichen: durch Ladungsänderung wird Kapazität vergrößert

negatives Vorzeichen: durch Ladungsänderung wird Kapazität verkleinert

Bereich I

Nahe am Metallkontakt ist die Minoritätsträgerkonzentration p für Barrierenhöhen $\phi_B > 1/2 E_G$ größer als die Majoritätsträgerkonzentration n . Für Au-Si Kontakte gilt z.B. mit $\phi_B = 0.79$ eV und $T = 300K$ nach (2.30) $n_R = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und $p_R = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die Majoritätsträgerkonzentration kann daher näherungsweise in diesem Bereich vernachlässigt werden, wenn die Diode nicht in Flußrichtung gepolt wird.

Der Anfangszustand (Impulsspannung V_p) errechnet sich in diesem Bereich mit (2.12) zu $N_T^-(A) = \{e_p / (c_{p1} + e_p + e_n)\} N_T$.

Der Endzustand (Sperrspannung V_r) wird durch die Löcher-einfangrate c_{p2} bestimmt. Aus (2.31) folgt, daß am gleichen Ort mit zunehmender Sperrspannung die Löcherkonzentration kleiner wird ($p_2(x) < p_1(x)$) d.h. $c_{p2} < c_{p1}$. Das bedeutet, die Amplitude $N_T^-(A) - N_T^-(E)$ kann in diesem Fall negativ werden.

Dieser Effekt kann nur in einem sehr schmalen Bereich am Kontakt vorkommen, da die Konzentration der Löcher nach (2.31) als Funktion des Abstandes exponentiell abfällt. Bezüglich der Gesamtumladung von Haftstellen innerhalb der Raumladungszone ist dieser Effekt in der Regel vernachlässigbar.

Bereich II

Der Bereich II ist durch eine geringe Ladungsträgerkonzentration sowohl für Majoritäts- als auch Minoritätsladungsträger gekennzeichnet. Einfangraten können vernachlässigt werden.

Für Haftstellen an einem Ort x , die bei anliegender Sperrspannung V_r im Bereich II liegen, ist die Besetzung des Anfangszustandes (Impuls-Spannung V_p) durch den Einfang von Elektronen c_{n1} bestimmt. Die zeitabhängige Amplitude der Haftstellenumladung folgt damit aus (2.34) zu

$$N_T^-(A) - N_T^-(E) = \left[\frac{1}{1 + \frac{e_n}{c_{n1} + e_p}} - \frac{1}{1 + \frac{e_n}{e_p}} \right] \cdot N_T \quad (2.35)$$

Diese Amplitude ist stets positiv, da keine Rate negativ wird und für den Anfangszustand $c_{n1} > 0$ ist. Insbesondere folgt nicht, daß $e_n > e_p$ sein muß, um eine Änderung der Trapbesetzung beobachten zu können, wie es von Miller et al [7] angegeben wurde.

Als Beispiel sei die Einfangrate $c_{n1} \rightarrow \infty$ sehr groß und es gelte $e_p = 2e_n$. Wegen des Einfanges wird der erste Term 1 und der zweite Term 0.67. Das bedeutet, 33% dieser Haftstellen werden umgeladen mit einer Rate, die vorwiegend durch Emission von Löchern bestimmt wird, obwohl am Anfang alle Traps besetzt waren. Dieser mögliche Effekt ist bei DLTS-Untersuchungen bisher nicht berücksichtigt worden.

Für große Einfangraten $c_n \rightarrow \infty$ (einstellbar durch hohe Elektronenkonzentrationen) wird die Besetzung des Anfangszustandes $N_T^-(A)$ nahezu vollständig ($N_T^-(A) = N_T$).

$$N_T^-(A) = \left[\frac{1}{1 + \frac{e_n}{c_{n1} + e_p}} \right] \cdot N_T \approx N_T \quad (2.36)$$

Die Amplitude der Umbesetzung wird damit

$$N_T^-(A) - N_T^-(E) = \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{e_n}{e_p}} \right] N_T = \left[\frac{1}{1 + \frac{e_p}{e_n}} \right] N_T \quad (2.37)$$

Dieser Wert entspricht dem Wert $\left(\frac{b}{a+b} \right) N_T$ aus (2.20). Das Verhältnis e_p/e_n ergibt mit (2.10)

$$\frac{e_p}{e_n} = A^* \exp \left[- \left(\frac{E_G - 2(E_C - E_T)}{kT} \right) \right] \quad (2.38)$$

$$A^* = \frac{\sigma_p^* g_1}{\sigma_n^* g_0} \frac{\langle v_{th} \rangle_p N_v}{\langle v_{th} \rangle_n N_c} = \frac{\sigma_p g_1^2}{\sigma_n g_0^2} \frac{\langle v_{th} \rangle_p N_v}{\langle v_{th} \rangle_n N_c}$$

Unter der Voraussetzung, daß die Einfangquerschnitte temperaturunabhängig sind, ist der Ausdruck A^* eine Konstante. Die Amplitude der Umladung $N_T^-(A) - N_T^-(E)$ ist exponentiell von der Temperatur abhängig (2.38), wenn e_n und e_p vergleichbar groß sind. Es lassen sich zwei Fälle für diese Amplitude unterscheiden:

- 1.) Die Haftstelle liegt in der oberen Bandhälfte
 $E_C - E_T < \frac{E_G - kT}{2}$ wodurch mit zunehmender Temperatur e_p/e_n größer und daher die Amplitude kleiner wird.
- 2.) Die Haftstelle liegt in der unteren Bandhälfte
 $E_C - E_T > \frac{E_G + kT}{2}$ wodurch mit zunehmender Temperatur e_p/e_n kleiner und deshalb die Amplitude größer wird.

Durch genaue Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Amplitude unter Verwendung von (2.37) und (2.38) läßt sich die energetische Lage der Haftstelle bestimmen (siehe Abschn. 3.1.3). Eine Analyse der Raten mit Hilfe von (2.10) allein liefert nur dann korrekte Energiewerte, wenn eine der Raten e_n , e_p wesentlich größer als die andere ist. Dies ist gemäß Beziehung (2.38) für Haftstellen nahe der Bandkanten gegeben, wenn A^* nicht um mehrere Größenordnungen von 1 abweicht.

Bereich III

Am Ende der Raumladungszone -dem Boltzmannbereich- steigen die Ladungsträgerkonzentrationen auf den Wert des ungestörten Halbleiters an. Die Einfangrate der Elektronen ($n_0 \gg p_0$) kann darum nicht vernachlässigt werden. An einem Ort, der bei großer Sperrspannung V_r im Bereich III liegt, bestimmt die Elektronenkonzentration gemäß (2.29) die Einfangrate c_{n2} des Endzustandes. Beim Anfangszustand (Impuls-Spannung) bestimmt die Elektronenkonzentration des ungestörten Halbleiters die Einfangrate c_{n1} . Für die Amplitude der Umbesetzung folgt damit unter Vernachlässigung des Löchereinfanges

$$N_T^-(A) - N_T^-(E) = \left[\frac{c_{n1} + e_p}{c_{n1} + e_p + e_n} - \frac{c_{n2} + e_p}{c_{n2} + e_p + e_n} \right] N_T \quad (2.39)$$

Diese Amplitude strebt in dem Maße gegen Null, wie die Elektronenkonzentration auf den Wert des ungestörten Halbleiters ansteigt ($c_{n2} \rightarrow c_{n1}$). Die Rate der Umladung ($e_n + e_p + c_{n2}$) steigt mit Verringerung des Abstandes zum Ende der Raumladungszone hin an.

2. Einfangprozeß

Die Gleichgewichtsbesetzungen der Anfangs- und Endzustände des Einfangprozesses entsprechen denen der Emission aus Tabelle 1, wenn man die Anfangs- mit den Endzuständen vertauscht. In jedem der Bereiche ist die Amplitude der Umladung der negative Wert der Amplitude der Emission.

Die Rate der Umladung ist in Bereich I durch $(e_n + e_p + c_{p2})$ gegeben, wobei c_{p2} durch die Löcherkonzentration der kleineren Spannung bestimmt ist. In Bereich III ist die Elektroneneinfangrate c_{n2} durch die entsprechende Elektronenkonzentration der kleineren Spannung charakterisiert.

Für Haftstellen in Bereich II ist der Anfangszustand durch die höhere Sperrspannung d.h. vernachlässigbarer Einfangraten gegeben. Der Endzustand (kleine Sperrspannung) stellt sich durch die erhöhte Elektronenkonzentration mit einer Rate $(e_n + e_p + c_{n2})$ ein.

Nach Umformen von Beziehung (2.34) für den Einfangprozeß in Bereich II erhält man die bekannte Form (2.21) mit positiver Amplitude der Umladung

$$N_T^-(t) = N_T^-(A) + [N_T^-(E) - N_T^-(A)] \cdot [1 - \exp \{-(e_n + e_p + c_{n2})t\}] \quad (2.40)$$

2.3.2 Eigenschaften der MOS-Struktur

Allgemeine Eigenschaften von Metall-Oxid-Silicium Strukturen sind in Übersichtsartikeln /14,15,25-38/ beschrieben worden. An dieser Stelle werden nur die Eigenschaften zusammengefaßt, die im folgenden Verwendung finden. Die in den Formeln genannten Symbole sind unter Berücksichtigung der neuen Nomenklatur /29/ in der Abbildung des Strukturaufbaues (Abb. 6) und des Energiebandschemas (Abb. 7) dargestellt.

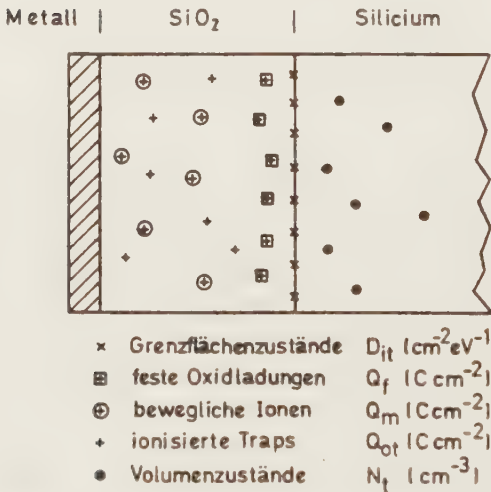


Abb. 6: Aufbau einer MOS-Struktur

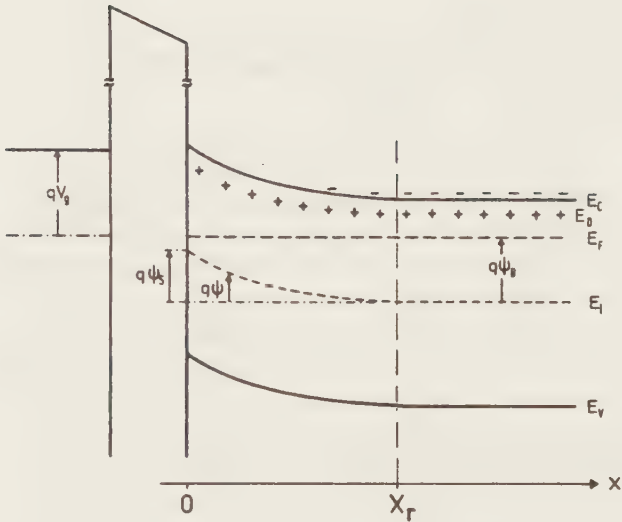


Abb. 7: Energiebandschema einer n-Typ MOS-Struktur

Auf Grund der elektrisch isolierenden Oxidschicht fließen im Idealfall in dieser Struktur selbst bei angelegter Spannung keine Ströme. Es kann sich daher ein thermisches Gleichgewicht in der Raumladungszone einstellen. Ist die Dichte von Grenzflächenladungen nicht so hoch, daß diese die Lage des Fermi-niveaus bestimmen, so darf angenommen werden /15/, daß im Gegensatz zum Schottky-Kontakt

1. das Fermi-niveau im Halbleitersubstrat konstant ist und
2. die Lage des Fermi-niveaus an der Grenzfläche Halbleiter-Isolator abhängig von der angelegten Spannung ist.

In einer realen MOS-Struktur können abweichend vom Idealfall durch bewegliche Ionen Q_m im Oxid Leckströme beobachtet werden. In der Kapazitäts-Spannungsmessung äußert sich dies in einer Hysteresis der Meßwerte bei Erhöhung bzw. Erniedrigung der Spannung /28/. Bei Untersuchungen der Umladung von Haftstellen mit DLTS können diese Ionen dann vernachlässigt werden, wenn die Struktur nicht umgepolt wird, da die Ionen dann nur in eine Richtung an eine Grenzfläche driften. Gewöhnlich muß jedoch zum Umladen von Grenzflächenzuständen mit CC-DLTS die Struktur umgepolt werden. Da die Ionendrift im Vergleich zur Ladungsemission aus Haftstellen langsam ist und bei tiefen Temperaturen verschwindet, können die Ionen in der Regel vernachlässigt werden.

Feste Oxidladungen Q_f und ionisierte Traps Q_{ot} im Oxid einer realen MOS-Struktur werden in dieser Arbeit innerhalb eines Temperaturbereiches von 50K - 320K als unveränderlich angenommen. Durch eine inhomogene räumliche Verteilung dieser Ladungen ändert sich das elektrische Potential in der Ebene der Grenzfläche SiO_2 -Si, was zu lateralen Fluktuationen des Grenzflächenpotentials ψ_s um einen Mittelwert $\langle \psi_s \rangle$ führt. Diese Potentialfluktuationen werden bei der Auswertung der CV-Messungen berücksichtigt /31,32/.

Oxidtraps, die dicht an der Grenzfläche $\text{SiO}_2\text{-Si}$ liegen, können nach Anlegen einer Spannung umgeladen werden, indem Ladungen von ihnen zum Halbleitermaterial tunneln /33/. Dieser Umladungsprozeß erklärt die gemessene kontinuierliche Energieverteilung von "Grenzflächenzuständen".

Die Kapazität C der MOS-Struktur setzt sich aus der Oxidkapazität C_{ox} und der Raumladungskapazität C_r zusammen

$$C = \frac{C_{\text{ox}} \cdot C_r}{C_{\text{ox}} + C_r} \quad (2.41)$$

$$\text{mit } C_{\text{ox}} = \epsilon_{\text{ox}} \frac{A}{d_{\text{ox}}} \quad (2.42)$$

ϵ_{ox} = Dielektrizitätskonstante des SiO_2

d_{ox} = Dicke des SiO_2

Zur Bestimmung der Besetzung von Haftstellen in der Raumladungszone muß das Oberflächenpotential ψ_s und die Grunddotierung N_D ermittelt werden. Das Oberflächenpotential ergibt zusammen mit dem Spannungsabfall über dem Oxid V_{ox} und der Differenz der Austrittsarbeit der Elektronen im Metall und im Halbleiter ϕ_{MS}/q den Wert der angelegten Spannung V_r /28/.

$$V_r = V_{\text{ox}} + \psi_s + \phi_{\text{MS}}/q \quad (2.43)$$

Aus der Messung des Ladestromes (i) nach Anlegen einer Spannungsrampe (dV/dt) erhält man die quasistatische Kapazität $C_{\text{LF}}(V)$ die zur Berechnung des Oberflächenpotentials verwendet werden kann.

$$i = \frac{dQ}{dV} \cdot \frac{dV}{dt} = C_{LF}(V) \frac{dV}{dt} \quad (2.44)$$

$$\psi_s = \int (1 - C_{LF}/C_{ox}) dV + \Delta\psi = \psi_s^* + \Delta\psi \quad (2.45)$$

Die additive Integrationskonstante $\Delta\psi$ kann nach numerischer Integration unter Zuhilfenahme der asymptotischen Werte der Akkumulation ψ_{acc}^* und Inversion ψ_{inv}^* angepaßt werden.

$$\Delta\psi = \frac{\psi_{acc}^* + \psi_{inv}^*}{2} + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_i}{N_D}\right) \quad (2.46)$$

n_i = intrinsische Ladungsträgerkonzentration

ψ_{acc}^* , ψ_{inv}^* = Werte des Integrals für Akkumulation bzw. Inversion

Die Dotierungskonzentration läßt sich durch Differentiation der Raumladungskapazität C_r nach dem Oberflächenpotential berechnen [30].

$$N_D(x) = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[\frac{d(1/C_r^2)}{d\psi_s} \right]^{-1} \quad (2.47)$$

Haftstellen im Volumen

Haftstellen im Volumen einer MOS-Struktur verhalten sich analog zu denen in der Raumladungszone einer Schottkydiode (Abschnitt 2.3.1), wenn man berücksichtigt, daß der Bereich II verschwindet. In diesem Feldbereich konnten die Konzentrationen der freien Ladungsträger vernachlässigt werden. Im Gleichgewichtszustand in der

MOS-Struktur gilt jedoch stets $n \cdot p = n_i^2$ mit

$$n(x) = n_0 \exp(-q\psi(x)/kT) \quad (2.48)$$

$$p(x) = p_0 \exp(+q\psi(x)/kT)$$

$$n_0 = N_C \exp \{ -(E_C - E_F)/kT \} \quad (2.49)$$

$$p_0 = N_V \exp \{ -(E_V - E_F)/kT \}$$

Das bedeutet, daß die Einfangraten c_n , c_p im Emissionsprozeß nicht vernachlässigt werden können. Der Einfluß dieser Einfangraten auf die Amplitude und Rate der Umbesetzung ist im Anhang mit Computerberechnungen verdeutlicht.

Haftstellen an der Grenzfläche SiO_2 -Si

Im Gegensatz zur Schottky-diode kann das Fermi-niveau an der Grenzfläche SiO_2 -Si durch die angelegte Spannung in seiner Lage variiert werden. Ins Ungleichgewicht gebrachte Grenzflächenzustände D_{it} können umgeladen werden. Dieser Vorgang ist schematisch in Abb. 8 gezeigt.

Während die Impulsspannung anliegt, werden Haftstellen im Volumen und an der Grenzfläche mit Elektronen besetzt. Nach Umschalten auf eine Spannung, die eine Vergrößerung der Raumladungszone verursacht (Sperrspannung) werden an Haftstellen gebundene Elektronen thermisch emittiert.

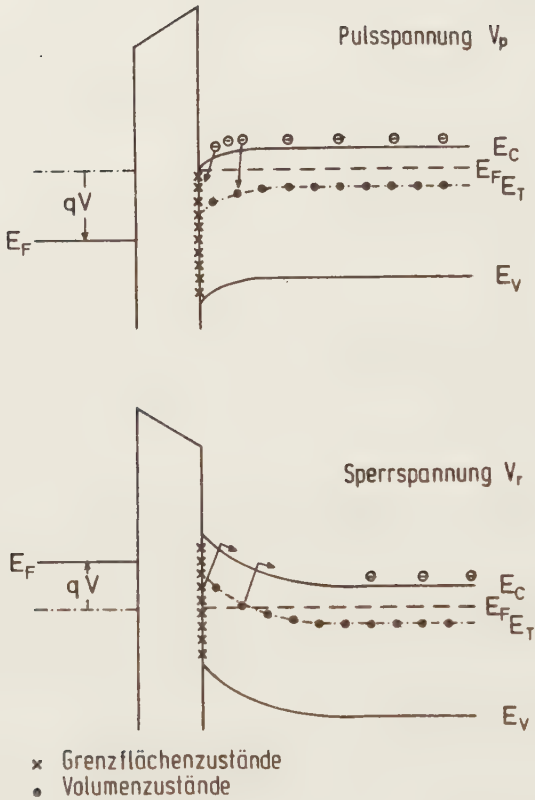


Abb.8: Energiebandschema zur Erläuterung der Um-
 setzung von Grenzflächen- und Volumenhaftstellen
 durch Ändern der angelegten Spannung.

3. Transientenspektroskopie

3.1. Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)

Die Umladung von Haftstellen in einer Raumladungszone kann sowohl durch Messen des Stromes /34/ als auch der Raumladungskapazität /7,13/ beobachtet werden. Durch Messungen des Stromes werden zwar höhere Empfindlichkeiten erzielt, aber eine Unterscheidung zwischen Majoritäts- und Minoritätsladungsträgeremission wie bei der Kapazitätsmessung ist nicht möglich.

Zur Analyse von Haftstellen durch Beobachtung der Umladung in Strukturen, die mehrere Energieniveaus enthalten, eignet sich die von Lang 1974 /35,36/ vorgeschlagene DLTS-Methode. Es wird eine Korrelation verwendet, die es erlaubt mit einer einzigen Messung mehrere Traps zu erfassen und Aussagen sowohl über die Konzentration als auch die energetische Lage zu erhalten. DLTS unterscheidet sich von den meisten anderen Methoden darin, daß sie sich nicht auf langsame Umladungsprozesse beschränkt oder nur für die Bestimmung sehr hoher Störstellenkonzentrationen geeignet ist.

Im folgenden Abschnitt wird das Meßprinzip erläutert und in drei nachfolgenden Abschnitten werden bisher unberücksichtigte Fehlereinflüsse diskutiert. Im Anhang werden zur Verdeutlichung des Einflusses der Haftstellenparameter und der Raumladungszone auf das DLTS-Signal Computersimulationen gezeigt.

3.1.1. Prinzip der Meßmethode

Bei der DLTS-Methode werden Haftstellen in einer Raumladungszone durch einen Spannungsimpuls mit Ladungsträgern besetzt. Nach dem Besetzungsimpuls reemittieren die Haftstellen ihre Ladungen durch thermische Anregung (siehe auch Abb.5) mit den in Abschnitt 2.3 angegebenen Raten. Die Raumladung und die für $N_T < N_D$ linear abhängige Kapazität ändern sich exponentiell mit der Zeit.

Haftstellenspektrum

Bei Anwesenheit von mehreren Haftstellen verschiedener Energieniveaus tritt eine Überlagerung exponentieller Abklingvorgänge mit verschiedenen Zeitkonstanten auf. Aus diesen überlagerten Abklingvorgängen wird mittels elektronischer Korrelation mit einer Wichtungsfunktion nur das Signal beobachtet, das einer vorgegebenen Beobachtungszeitkonstanten τ_B in der Wichtungsfunktion entspricht. Da die Emissionsrate einer Haftstelle sich als Funktion der Temperatur über mehrere Größenordnungen ändert, wird bei einer bestimmten Temperatur die Emissionszeitkonstante τ_e gleich der Beobachtungszeitkonstanten τ_B . Das Signal der Korrelation ist bei dieser Temperatur maximal. Die Zeitkonstante eines anderen Haftstellenniveaus erreicht die Übereinstimmung mit der Beobachtungszeitkonstanten bei einer anderen Temperatur. Werden Haftstellenumladungen in Abhängigkeit der Temperatur gemessen, so ergibt sich für das korrelierte Signal stets ein Maximum bei einer bestimmten Temperatur, wenn eine Emissionszeitkonstante

der Beobachtungszeitkonstanten entspricht. Auf diese Weise erhält man ein Temperaturspektrum für Haftstellen, das über den Einfangquerschnitt durch (2.10) einem Energiebereich zugeordnet werden kann (n-Typ Silicium typ. $E_c - 0.05$ eV bis $E_c - 0.55$ eV).

elektronische Korrelation

Mehrere Verfahren zur elektronischen Korrelation der Abklingprozesse mit einer vorgegebenen Zeitkonstanten wurden von Miller et al. /7/ zusammengefaßt. Von Day et al. /37/ konnte gezeigt werden, daß die Verwendung eines Boxcar-Integrators für die getastete Wichtung in der Korrelation die genaueste Auswertung liefert

Das auch in dieser Arbeit verwendete Verfahren des Boxcar-Integrators ist schematisch in Abb. 9 gezeigt.

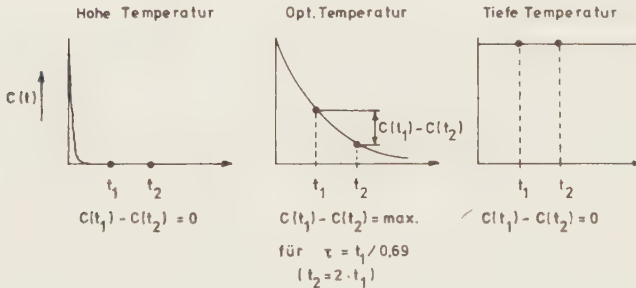


Abb. 9: Schematische Darstellung zur Erläuterung der Korrelation von exponentiellen Abklingvorgängen. Die Differenz $C(t_1) - C(t_2)$ wird maximal, wenn die Emissionszeitkonstante der Beobachtungszeitkonstanten entspricht.

Die zeitabhängige Änderung der Kapazität wird an zwei Zeitpunkten t_1 und t_2 nach dem Besetzungsimpuls getastet gemessen. Die Differenz dieser Kapazitätswerte $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ wird maximal, wenn für die Abklingzeitkonstante τ der Kapazität gilt

$$\tau = \tau_B = \frac{t_1 - t_2}{\ln\left(\frac{t_1}{t_2}\right)} \quad (3.1)$$

energetische Lage der Haftstelle

Für die Bestimmung der energetischen Lage der Haftstelle wurde bisher davon ausgegangen, daß die Rate der Umladung beim Emissionsprozeß nur von den Majoritätsladungsträgern abhängt. Dies ist gemäß Abschnitt 2.3 im Bereich II der Raumladungszone einer Schottkydiode für Haftstellenniveaus nicht zu nahe in der Bandmitte erfüllt. Durch Messen der Emissionsrate bei verschiedenen Temperaturen kann nach (2.10) mit der Annahme eines konstanten Einfangquerschnittes aus einer Aufzeichnung von $\ln\{1/(\tau T^2)\}$ in Abhängigkeit von $1/T$ (Arrheniusplot) die energetische Lage ermittelt werden. Einsetzen des Energiewertes und der Emissionsrate einer bestimmten Temperatur in (2.10) liefert bis auf den Entartungsfaktor g_0/g_1 den Einfangquerschnitt der Majoritäts-Ladungsträger.

Eine schnelle Abschätzung der energetischen Lage folgt aus Messungen des Spektrums mit zwei verschiedenen Beobachtungszeitkonstanten τ_{B1} und τ_{B2} . Das Maximum des Meß-Signales erscheint dann bei zwei verschiedenen Temperaturen T_1, T_2 wobei für die Energie $E_c - E_T$ gilt

$$E_c - E_T = k \left[\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right]^{-1} \cdot \ln \left[\frac{\tau_{B2} \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2}{\tau_{B1}} \right] \quad (3.2)$$

Einfangquerschnitt

Eine Möglichkeit den elektrischen Einfangquerschnitt direkt zu messen, bietet die Beobachtung der Signalthöhe in Abhängigkeit der Dauer des Besetzungsimpulses bei konstanter Temperatur /38,39/. Wird die Dauer des Besetzungsimpulses klein im Vergleich zur Zeitkonstanten des Einfangprozesses, so verringert sich die Amplitude des Emissionsprozesses, da Haftstellen nicht vollständig besetzt werden. Die Amplitude der Umladung $M(t_p)$ hängt exponentiell von der Impulsdauer ab und ergibt bei Vernachlässigung der Emissionsraten

$$M(t_p) = [N_T^-(E) - N_T^-(A)] \cdot [1 - \exp(-c_n \cdot t_p)] \quad (3.3)$$

Aus der Einfangrate c_n bestimmt sich mit (2.10) der Einfangquerschnitt. Für eine Abschätzung gilt mit (3.2)

$$\sigma_n = \frac{1}{\tau_{B2}^{<v_{th}} N_c(T_2)} \left[\frac{\tau_{B2} \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2}{\tau_{B1}} \right] \left(\frac{T_1}{T_1 - T_2} \right)$$

Haftstellenkonzentration

Aus der Amplitude des Maximums des korrelierten Signals kann die Konzentration der Haftstellen ermittelt werden. Mit den Annahmen, daß (i) alle Traps vollständig entleert und besetzt werden, (ii) $e_n \gg e_p$ bzw. $e_p \gg e_n$ gilt, (iii) die Bereiche I und III vernachlässigt werden und (iv) die Haftstellen sowie die effektive Donorkonzentration homogen verteilt ist, ergibt sich für die Konzentration /7/

$$N_T = 2N_D^* \cdot \frac{\Delta C}{C_r} \quad (3.4)$$

ΔC = Änderung der Kapazität durch Umladung der Haftstellen bzw.

$$d\left(\frac{\Delta C}{C_r}\right) = \frac{\epsilon_s}{qx_r^2 N_D^*} \cdot \frac{N_T(x)}{N_D^*(x)} dV \quad (3.5)$$

Haftstellen, deren Emissionszeitkonstante nicht der Beobachtungszeitkonstanten entspricht, werden durch die effektive Dotierung N_D^* /17,18,41/ berücksichtigt.

Eine ausführlichere Diskussion der Konzentrationsbestimmung ist in Abschnitt (3.2) gegeben.

3.1.2 Korrekturen durch Temperaturabhängigkeiten

Die Bestimmung der Haftstellenparameter erfolgt aus der Temperaturabhängigkeit der Kapazitätstransienten unter der Annahme, daß die Aktivierungsenergie und der Einfangquerschnitt konstant sind.

Diese Bedingung ist jedoch nicht generell gültig. Änderungen des Einfangquerschnittes und der Entropie als Funktion der Temperatur werden in den folgenden Abschnitten berücksichtigt.

3.1.2.1 Einfluß durch den Einfangquerschnitt

Temperaturabhängigkeiten von Einfangprozessen freier Ladungsträger in Haftstellen sind von Bräunlich /157/ zusammengefaßt worden. Die Temperaturabhängigkeit des Kaskadeneinfanges nach Lax /42/ ergibt sich für ein Coulomb-attraktives Zentrum proportional zu $T^{-\alpha}$, für ein abstoßendes Zentrum proportional zu $T^{+\alpha}$.

Die Temperaturabhängigkeit des Ladungsträgereinfanges unter Multi-Phononen-Emission /43,44/ wird durch eine Aktivierungsenergie des Einfangprozesses beschrieben

$$\sigma = \sigma_{\infty} \exp (-E_{\infty}/kT) \quad (3.6)$$

Diese Effekte führen zu Fehlern der Energiebestimmung und müssen durch $T^{2+\alpha}$ anstelle von T^2 (Kaskadeneinfang) oder durch $(E_C - E_T + E_{\infty})$ anstelle $E_C - E_T$ (Multiphononenemission) in der Beziehung (2.10) ersetzt werden.

$$E_C - E_T = \Delta E - E_{\infty} \quad (3.7)$$

ΔE = Aktivierungsenergie der Arrheniusaufzeichnung

Aus der Impulsbreitenvariation kann nach (2.40) die Besetzungsrate ($e_n + e_p + c_n$) bei einer bestimmten Temperatur gemessen werden. Eine anschließende Messung der Emissionsrate ($e_n + e_p$) liefert nach Subtraktion die genauen Werte c_n , die auch als Funktion der Temperatur $c_n(T)$ beobachtet werden können. Zur Auswertung des Einfangquerschnittes σ_n^* nach (2.10) muß die Temperaturabhängigkeit von $\langle v_{th} \rangle$ ($\sim T^{1/2}$) und n_0 , sowie der Entartungsfaktor g_1 bekannt sein.

Die Entartungsfaktoren g_0 und g_1 können nicht ohne weiteres getrennt bestimmt werden, sondern nur das Verhältnis $g = g_1/g_0$. Man gibt sich deshalb mit der Definition des Einfangquerschnittes nach (2.7) $\sigma_n = g_1 \cdot \sigma_n^*$ zufrieden. Das Verhältnis g errechnet sich aus (2.8), falls n_0 und $E_c - E_T$ bekannt sind.

3.1.2.2. Änderung der Entropie

Die Aktivierungsenergie der Emission von Ladungen aus Haftstellen wird mit thermodynamischer Betrachtungsweise als die freie Gibb'sche Energie G bezeichnet /5,7/, wobei die Energie sich aus Anteilen der Enthalpie H und der Entropie S berechnen läßt.

$$G = H - TS \quad (3.8)$$

Für die Emissionsraten gilt damit /45/

$$e_n = \sigma_n \langle v_{th} \rangle_n N_c \exp(-\Delta G_n/kT) \quad (3.9)$$

$$e_p = \sigma_p \langle v_{th} \rangle_p N_v \exp(-\Delta G_p/kT)$$

Die Gesamtentropie-Änderung ΔS ist die Summe der Änderung der elektronischen Entartung und der Änderung der Vibrationszustände ΔS_a . Wird die elektronische Entartung durch die üblichen Faktoren g_0 und g_1 und die Energie ΔG durch die Enthalpie ΔH ausgedrückt, so wird (3.9) /5/

$$e_n = \sigma_n \frac{g_0}{g_1} \exp(\Delta S_{a,n}/k) <v_{th}>_n N_c \exp(-\Delta H_n/kT) \quad (3.10)$$

$$e_p = \sigma_p \frac{g_1}{g_0} \exp(\Delta S_{a,p}/k) <v_{th}>_p N_v \exp(-\Delta H_p/kT)$$

Da in einer Arrheniusaufzeichnung bei der Temperatur T die Enthalpie ΔH , bei optischer Anregung jedoch die freie Gibb'sche Energie ΔG gemessen wird /7/, muß dies für einen Vergleich berücksichtigt werden:

Die Extrapolation von $G_{cv}(T)$ zu $T = 0$ liefert exakt die Enthalpie H_{cv} des Bandabstandes bei $T/34/$. Mit der thermodynamischen Beschreibung der Energie des Bandabstandes G_{cv} von Silicium /46,47/ gilt

$$G_{cv}(T) = G_{cv}(0) - \alpha T^2 / (T + \beta) \quad (3.11)$$

$$H_{cv}(T) = H_{cv}(0) + \alpha \beta \{T / (T + \beta)\}^2 \quad (3.12)$$

$$S_{cv}(T) = \alpha T (T + 2\beta) / (T + \beta)^2 \quad (3.13)$$

mit

$$\alpha = 4.730 \pm 0.25 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$$

$$\beta = 636 \pm 50 \text{ K}$$

$$G_{cv} = 1.170 \pm 0.0001 \text{ eV} \quad (\hat{=} H_{cv}(0))$$

Für einen Vergleich der Emissionsrate zur anderen Bandkante kann die Enthalpie ΔH nach (3.12) und (3.14) bestimmt und in (3.10) eingesetzt werden.

$$H_{cv} = \Delta H_n + \Delta H_p \quad (3.14)$$

Bei der Entropie wird zwar die gleiche Beziehung erwartet,

$$S_{cv} = \Delta S_n + \Delta S_p \quad (3.15)$$

doch für den Fall von Si:Au ergaben Meßwerte $\Delta S_n + \Delta S_p = 2S_{cv} / 5$, was nicht zufriedenstellend erklärt werden konnte.

Eine bisher unbeachtete Korrekturmöglichkeit bietet die Beschreibung des Einfanges mit dem Ansatz ähnlich (2.10):

Falls sich die Entropie mit der Emission ändert, kann sie sich auch mit dem Einfang ändern:

$$c_n = \sigma_n^* \exp(\Delta S_{c,n}/k) \langle v_{th} \rangle_n n_o \quad (3.16)$$

$$e_n = \sigma_n^* \exp(\Delta S_{e,n}/k) \langle v_{th} \rangle_n N_c \exp(-\Delta H_n/kT)$$

$\Delta S_{c,n}$ = Entropieänderung bei Elektroneneinfang

$\Delta S_{e,n}$ = Entropieänderung bei Elektronenemission

Damit gilt für den nach (2.8) definierten Einfangquerschnitt σ_n :

$$\sigma_n = \sigma_n^* g_1 \exp(\Delta S_1/k) \quad (3.17)$$

ΔS_1 = Entropieänderung der Vibrationszustände bei Elektroneneinfang

und für die Emissionsrate e_n :

$$e_n = \underbrace{\sigma_n^* g_0}_{X_n} \exp(\Delta S_2/k) \langle v_{th} \rangle_n N_c \exp(-\Delta H_n/kT) \quad (3.18)$$

ΔS_2 = Entropieänderung der Vibrationszustände bei
Elektronenemission

Nach Einsetzen des gemessenen σ_n gilt für den Vorfaktor X_n

$$X_n = \sigma_n \cdot \frac{g_0}{g_1} \exp\{(\Delta S_2 - \Delta S_1)/k\} \quad (3.19)$$

Wird bei Emission die Entropie erhöht $\Delta S_2 > 0$, so kann angenommen werden, daß sie bei Einfang erniedrigt wird $\Delta S_1 < 0$. Soll die Gesamt-Entropie S_{cv} unabhängig von der Anzahl der Einfang bzw. Emissionsprozesse sein, muß gelten $\Delta S_1 = -\Delta S_2$. Damit wird

$$X_n = \sigma_n \cdot \frac{g_0}{g_1} \exp(2\Delta S_2/k) \quad (3.20)$$

vergleichbar mit (3.10)

$$X'_n = \sigma_n \cdot \frac{g_0}{g_1} \exp(\Delta S_{na}/k)$$

Das bedeutet, die Auswertung der Entropieänderung nach (3.10) /5/ liefert doppelt so große Werte wie der neue Ansatz (3.16).

Meßwerte der Entropieänderung an der Haftstelle Au in Si /5/ ausgewertet nach dem neuen Ansatz (3.16) erfüllen die Beziehung (3.15).

3.1.3 Gemischte Emission

Die Bestimmung der energetischen Lage der Haftstelle nach der in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Methode ist möglich unter der Voraussetzung, daß die Umladung während des Emissionsprozesses nur von der Rate der Majoritäts-träger abhängt. Dies ist nicht immer der Fall.

Aus Tabelle 1 folgt für die Rate der Umladung $\tau^{-1} = e_n + e_p$. Da die zeitliche Amplitude stets positiv ist, gibt es kein Kriterium ob e_n oder e_p der bestimmende Anteil der Rate ist. Für die Rate gilt mit (2.8)

$$e_n + e_p = A_n \cdot \frac{1}{g} \exp \left[- \frac{E_c - E_T}{kT} \right] + A_p \cdot g \exp \left[- \frac{E_T - E_v}{kT} \right] \quad (3.21)$$

Liegen die Haftstellen in der Nähe der Bandmitte, so wird die dominierende Rate durch die Vorfaktoren bzw. Einfangquerschnitte bestimmt, unabhängig davon, ob es sich um Majoritäts- oder Minoritätsträger handelt. Da der Vorfaktor aus dieser Rate unbekannt ist, muß ein weiteres Kriterium die eindeutige Energiezuordnung liefern.

Im folgenden wird eine Lösung zur Bestimmung der Energie, der Haftstellenkonzentration sowie der Vorfaktoren bzw. Einfangquerschnitte vorgeschlagen:

Für die Amplitude der Umladung M gilt im Bereich II aus Tab. 1 (2.37)

$$M = \frac{N_T}{e_p + 1 + \frac{e_p}{e_n}} \quad (3.22)$$

und für die gemessene Rate $\tau^{-1} = e_n + e_p$. Die Emissionsrate der Majoritäts-Ladungsträger e_n wird damit

$$e_n = \tau^{-1} \cdot \frac{M}{N_T} \quad (3.23)$$

Da M und τ gemessen werden können, muß nur N_T bestimmt werden. Aus (2.37) und (2.38) folgt

$$M(T) = N_T \cdot \left[1 + A^* \exp \left(- \frac{\Delta E^*}{kT} \right) \right]^{-1} \quad (3.24)$$

$$\Delta E^* = E_G - 2(E_C - E_T)$$

und mit der Abkürzung $M(T_i) = M_i$

$$\frac{N_T - M_i}{M_i A^*} = \exp \left(- \frac{\Delta E^*}{kT_i} \right) \quad (3.25)$$

gilt, falls $A^* \neq 0$ und temperaturunabhängig ist, für die Konzentration N_T :

$$N_T = \frac{M_2(1 - \exp \alpha)}{\frac{M_2}{M_1} - \exp \alpha} \quad \text{mit } \alpha = \frac{\Delta E^*}{k} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (3.26)$$

Ist die energetische Lage $E_C - E_T$ bekannt, so kann durch Messung der Amplitude M bei zwei verschiedenen Temperaturen die Trapkonzentration nach (3.26) bestimmt werden. Ein Problem stellt nur die Energie E_G in (3.24) dar. Es ist bisher ungeklärt, ob der Wert vom Defekt größer als H_{CV} sein kann.

Unter Zuhilfenahme der Amplitude bei einer dritten Temperatur T_3 gilt

$$\frac{M_2(1-\exp\alpha)}{\frac{M_2}{M_1} - \exp\alpha} = \frac{M_3(1-\exp\beta)}{\frac{M_3}{M_1} - \exp\beta} \quad (3.27)$$

mit
$$\beta = \frac{\Delta E^*}{k} \left(\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_1} \right)$$

In dieser Gleichung bleibt als einzige Unbekannte die Energie ΔE^* aus (3.24). Die energetische Lage ist dadurch eindeutig bestimmt, ohne die Emissionsrate explizit zu kennen. Die Auflösung von (3.27) ergibt

$$\frac{M_3(M_1-M_2)}{M_1(M_3-M_2)} \exp(-\beta) + \frac{M_2(M_3-M_1)}{M_1(M_3-M_2)} \exp(-\alpha) = 1 \quad (3.28)$$

Durch Computeriteration kann bei gemessenem T_i, M_i ($i=1,2,3$) der Wert ΔE^* und damit $E_C - E_T$ berechnet werden, wenn die Amplituden hinreichend genau bestimmt sind.

Ein Vergleich dieses Energiewertes mit dem aus der Emissionsrate nach (3.23) und (2.8) ausgewerteten zeigt, ob die so erhaltenen Werte selbstkonsistent sind.

Aus der Emissionsrate e_n kann mit (2.8) der Vorfaktor A_n/g bestimmt werden. Das Verhältnis $A^* = A_p g^2 / A_n$ aus (3.24) liefert den Vorfaktor

$$A_p g = A^* (A_n g) \quad (3.29)$$

Mit Werten für $\langle v_{th} \rangle_n, \langle v_{th} \rangle_p, N_c, N_v$ aus der Literatur können aus diesen Vorfaktoren mit (2.8) die Einfangsquerschnitte der Majoritätsträger σ_{ng}^1 und gleichzeitig die der Minoritätsträger σ_{pg} berechnet werden.

3.2. Double Correlation Deep Level Transient Spectroscopy (DDLTS)

Das DDLTS-Verfahren ist im Rahmen dieser Arbeit speziell für Konzentrationsbestimmungen der Haftstellen entwickelt worden, um Defekte mit Haftstellen identifizieren zu können. Es wurde zuerst zur Haftstellenanalyse an epitaktisch gewachsenem GaAs eingesetzt /49,50/.

3.2.1. Prinzip der Methode

Die wesentliche Idee der DLTS-Methode ist die Erzeugung eines Zeitkonstanten-Beobachtungsfensters. In der erweiterten Methode (DDLTS) wird zusätzlich ein räumliches Beobachtungsfenster gebildet /49,50/. Innerhalb der Raumladungszone werden Traps mittels verschieden hoher Impulse besetzt und durch Differenzbildung der Meßsignale nach jedem Anregungsimpuls wird nur der Unterschied der Kapazitätstransienten beobachtet. Der verwendete Spannungsverlauf, die Kapazitätsänderung und die Wichtungsfunktion der Korrelation sind in Abb. 10 gezeigt. Der durch die Differenzbildung (2.Korrelation) ausgewertete Anteil der Kapazitätsänderung ist schraffiert eingezeichnet.

Die Erzeugung des räumlichen Beobachtungsfensters erklärt Abb. 11. Durch den hohen Impuls V_p' werden Traps bis zum Schnittpunkt mit dem Fermi-niveau x_{fp}' besetzt. Danach emittieren diese ihre Ladungen bei der angelegten Sperrspannung V_r . Der zweite, kleine Impuls V_p besetzt die Traps nur bis zum Schnittpunkt mit dem Fermi-

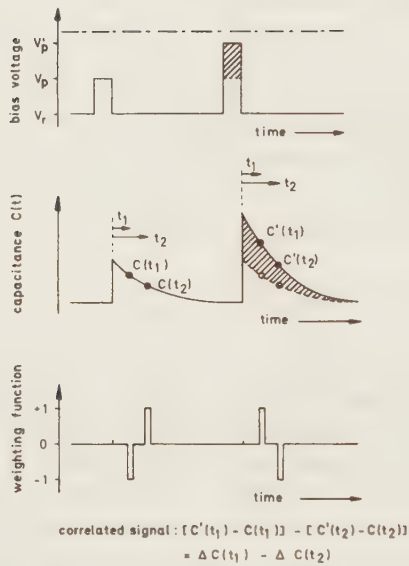


Abb.10: Spannungsverlauf (oben), Kapazitätsänderung (mitte) und Wichtungsfunktion (unten) wie sie bei DDLTS verwendet werden. Durch die beiden verschieden hohen Impulse werden unterschiedlich viele Haftstellen besetzt, deren Umladungen durch die Kapazitätsänderungen gemessen werden. Durch Korrelation der Meßwerte mit der angegebenen Wichtungsfunktion wird ein DLTS-Signal erhalten, das durch den Unterschied der beiden Impulse (schraffiert) verursacht wurde.

niveau bei x_{fp} . Bei der nachfolgenden Emission werden diese besetzten Traps ihre Ladung bis zum Schnittpunkt x_{fr} emittieren (mit leerem Kreis gekennzeichnet).

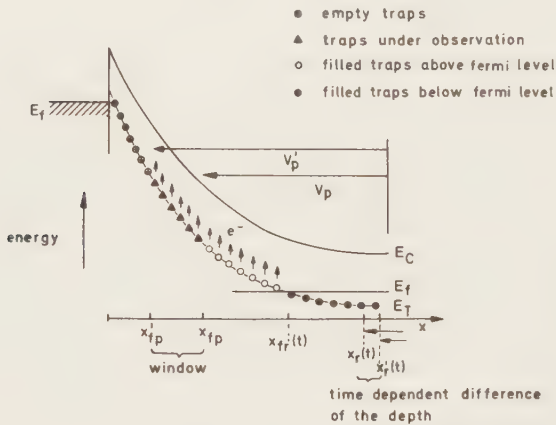


Abb.11: Bandverbiegung eines n-Typ Schottkykontaktes zur Erläuterung des räumlichen Beobachtungsfensters. Durch zwei verschieden hohe Besetzungsimpulse werden Traps bis zu den Schnittpunkten mit dem Fermi-niveau x_{fp}' und x_{fp} besetzt. Nach Bildung der Differenz beider Emissionssignale erhält man den Anteil der Umladung zwischen x_{fp}' und x_{fp} . (Durch Dreiecke gekennzeichnet.)

Durch die Subtraktion beider Emissionssignale werden nur die mit einem schwarzen Dreieck gekennzeichneten Haftstellen innerhalb der Raumladungszone gemessen. Die Impulshöhe bestimmt dabei den Ort der Beobachtung innerhalb der Raumladungszone, die Differenz der Impulshöhen die Breite des räumlichen Fensters.

Die wesentlichen Vorteile des DDLTS-Verfahrens sind:

1. Emittierende Traps, die zum Signal beitragen, liegen innerhalb der Raumladungszone. Der Wiedereinfang am Ende der Raumladungszone wird in der Messung eliminiert.
2. Das Beobachtungsfenster kann innerhalb der Raumladungszone auf verschieden starke elektrische Feldbereiche eingestellt werden (2.24). Dies bietet die Möglichkeit zur Untersuchung des Emissionsprozesses in Abhängigkeit des elektrischen Feldes wie z.B. durch den Frenkel-Poole Effekt /51/.
3. Kontaktprobleme an der Oberfläche, Drift elektronischer Geräte und Rückwirkungen der Änderung der Raumladungszone im Emissionsprozeß auf die Haftstellenumladung werden im Meßsignal verringert.
4. Das räumliche Beobachtungsfenster kann bei konstanten Impulshöhen und damit konstantem elektrischen Feld mit der Raumladungszone in der Tiefe variiert werden. Dadurch lassen sich sehr genaue Messungen der Trapkonzentrationsprofile durchführen.

3.2.2. Berechnung der Haftstellenkonzentration im Volumen

Die Beziehung zwischen anliegender Spannung und der Ladung in der Raumladungszone einer idealen n-Typ Schottkydiode ist durch die Poissonsgleichung gegeben, unter der Bedingung, daß die Haftstellen vollständig besetzt und entleert werden, wenn sie oberhalb bzw. unterhalb des Fermi-niveaus sind. Der Einfluß unvollständiger Umladung ist mit Computersimulationen im Anhang verdeutlicht.

$$V_D + V_r = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{x_r(t)} x N_D(x) dx + \frac{q}{\epsilon} \int_0^{x_{fr}(t)} x N_T(x) \{1 - \exp(-t/\tau)\} dx \quad (3.30)$$

Für den Spannungswert V_p gilt im Gleichgewichtszustand

$$V_D + V_p = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{x_p} x N_D(x) dx + \frac{q}{\epsilon} \int_0^{x_{fp}} x N_T(x) dx \quad (3.31)$$

Die zeitabhängige Ladungsänderung wird durch die implizite Gleichung ausgedrückt:

$$V_r - V_p = \frac{q}{\epsilon} \int_{x_p}^{x_r(t)} x N_D(x) dx + \frac{q}{\epsilon} \int_{x_{fp}}^{x_{fr}(t)} x N_T(x) \{1 - \exp(-t/\tau)\} dx \quad (3.32)$$

Durch Verwendung zweier Besetzungsimpulse mit den Spannungswerten V_{p1} und V_{p2} folgt nach Differenzbildung aus (3.32)

$$(V_{p1} - V_{p2}) \frac{\varepsilon}{q} = \int_0^{x_{r2}(t)} x N_D(x) dx - \int_0^{x_{r1}(t)} x N_D(x) dx \quad (3.33)$$

$$+ \{1 - \exp(-t/\tau)\} \int_{x_{fp2}}^{x_{fp1}} x N_T(x) dx + \int_{x_{fr1}(t)}^{x_{fr2}(t)} x N_T(x) dx$$

Und schließlich wird nach Differenzbildung bei zwei verschiedenen Zeitwerten t_1, t_2

$$\alpha + \beta + \gamma = 0$$

mit

$$\alpha = \int_{x_{r2}(t_2)}^{x_{r2}(t_1)} x N_D(x) dx - \int_{x_{r1}(t_2)}^{x_{r1}(t_1)} x N_D(x) dx \quad (3.34)$$

$$\beta = \{\exp(-t_2/\tau) - \exp(-t_1/\tau)\} \int_{x_{fp2}}^{x_{fp1}} x N_T(x) dx$$

$$\gamma = \{1 - \exp(-t_1/\tau)\} \int_{x_{fr1}(t_1)}^{x_{fr2}(t_1)} x N_T(x) dx$$

$$- \{1 - \exp(-t_2/\tau)\} \int_{x_{fr1}(t_2)}^{x_{fr2}(t_2)} x N_T(x) dx$$

Term α beschreibt die Änderung der Raumladungszone x_r , welche die Umladung der Haftstellen kompensiert.

Term β beschreibt das Umladungssignal der Haftstellen in Abhängigkeit der Meßzeitpunkte, der Emissionsrate τ und der Haftstellenbesetzung zwischen x_{fp1} und x_{fp2} .

Term γ berücksichtigt die Rückwirkung der Änderung der Raumladungszone auf die Trapbesetzung am Ende der Raumladungszone. Dieser Term kann vernachlässigt werden, falls die Trapkonzentration gering im Vergleich zur flachen Dotierung ist, weil dann die Änderung der Fermischnittpunkte wesentlich durch die flache Dotierung bestimmt ist.

Die Integrale können jeweils für die Mittelwerte zwischen den Integralgrenzen gelöst werden. Zur Profilmessung wird t_2 so groß ($t_2 > 5\tau$) gewählt, daß gilt $\exp(-t_2/\tau) \approx 0$ und $x_{r1}(t_2) = x_{r2}(t_2)$ sowie $x_{fr1}(t_2) = x_{fr2}(t_2)$. Damit gilt für

$$(3.34) \quad (3.35)$$

$$N_T(x_{fp})(x_{fp1}^2 - x_{fp2}^2)\exp(-t_1/\tau) = N_D(x_r)[x_{r1}^2(t_1) - x_{r2}^2(t_1)] - \gamma^*$$

mit dem Rückkopplungsterm

$$\gamma^* = \{1 - \exp(-t_1/\tau)\} N_T(x_{fr}) [x_{fr2}^2(t_1) - x_{fr1}^2(t_1)]$$

Unter Verwendung von (2.23) und

$$\Delta C(t_1) = C_{r2}(t_1) - C_{r1}(t_1)$$

$$\frac{1}{C_{r2}^2(t_1)} - \frac{1}{C_{r1}^2(t_1)} \approx 2 \frac{\Delta C(t_1)}{C_r^3(t_1)}$$

wird aus (3.35) bei Vernachlässigung von γ^*

$$N_T(x_{fp}) = 2 \exp(t_1/\tau) \varepsilon^2 A^2 N_D(x_r) \frac{\Delta C(t_1)}{C_r^3(t_1)} \frac{1}{x_{fp2}^2 - x_{fp1}^2} \quad (3.36)$$

Die Berechnung der Fermischnittpunkte x_{fp} gelingt aus der Bandverbiegung für bekannte energetische Lage des Fermi-niveaus und des Haftstellenniveaus/52/.

$$E_F - E_T = \frac{q^2}{\epsilon} \int_{x_{fp}}^p (x_p - z) N_D(z) dz \quad (3.37)$$

Für konstante Dotierung zwischen den Integralgrenzen gilt

$$x_p - x_{fp} = \left[\frac{2\epsilon(E_F - E_T)}{q^2 N_D(x_{fp})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.38)$$

und damit auch

$$x_{fp2}^2 - x_{fp1}^2 = -2 \left[\frac{2\epsilon(E_F - E_T)}{q^2 N_D(x_{fp})} \right]^{\frac{1}{2}} (x_{p2} - x_{p1}) + x_{p2}^2 - x_{p1}^2 \quad (3.39)$$

nach Einsetzen von (2.23) wird

$$x_{fp2}^2 - x_{fp1}^2 = \frac{2\epsilon}{q N_D(x_{fp})} F(V_{p1}, V_{p2}) \quad (3.40)$$

mit

$$F(V_{p1}, V_{p2}) = V_{p1} - V_{p2} + 2\sqrt{\frac{E_F - E_T}{q}} \cdot \left[\sqrt{V_D - V_{p1} - \frac{kT}{q}} - \sqrt{V_D - V_{p2} - \frac{kT}{q}} \right]$$

$$\text{Der Ansatz } x_p^2 = \frac{2\epsilon}{q N_D} \left(V_D - V_p - \frac{kT}{q} \right) + x_{err}$$

erweitert Beziehung (2.23) auf inhomogene Dotierungen $N_D(x)$,

wobei x_{err} die Abweichung von der Homogenität berücksichtigt. Da x_{p1} und x_{p2} dicht zusammenliegen sollen und die Dotierung $N_D(x)$ dazwischen als konstant angenommen wird, kann für eine Näherung der gleiche Fehler x_{err} für beide Werte x_{p1}, x_{p2} angenommen werden. Bei der Differenzbildung $x_{fp2}^2 - x_{fp1}^2$ fällt dieser Fehler weg, und damit ist (3.39) näherungsweise für inhomogene Dotierungen gültig.

Nach Einsetzen von (3.40) in (3.36) erhält man die Beziehung

$$\frac{N_T(x_{fp})}{N_D(x_{fp})} = \exp(t_1/\tau) q \epsilon A^2 N_D(x_r) \frac{\Delta C(t_1)}{C_r^3(t_1)} \frac{1}{F(V_{p1}, V_{p2})} \quad (3.41)$$

Zur Eichung der Apparatur bei verschiedenen Temperaturen mit der zu untersuchenden Probe wird der anliegenden Sperrspannung eine kleine Spannungsänderung ΔV_E hinzugeschaltet. Diese Spannungsänderung verursacht eine meßbare Kapazitätsänderung ΔC_E gemäß Beziehung (2.32) und damit gilt für den Meßwert C_E^* der Kapazitätsbrücke

$$C_E^* = \frac{\Delta C_E}{C_r^3} = \frac{\Delta V_E}{N_D(x_r) \epsilon q A^2}$$

Wird diese Eichung in (3.41) berücksichtigt, so folgt mit dem Meßwert des Trapsignales $C_T^* = \Delta C(t_1)/C_r^3(t_1)$

$$\frac{N_T(x_{fp})}{N_D(x_{fp})} = \exp(t_1/\tau) \frac{\Delta V_E}{F(V_{p1}, V_{p2})} \frac{C_T^*}{C_E^*} \quad (3.42)$$

Bei hohen Trapkonzentrationen kann die Kapazität durch ein Rückkopplungssystem konstant gehalten, und damit die Rückwirkung der Änderung der Raumladungszone auf die Trapbesetzung (γ^* in 3.35) eliminiert werden /53/. Eine spezielle Anwendung der DDLTS-Methode gibt es zur Messung von Grenzflächenzuständen an MOS-Strukturen: Mittels der zwei unterschiedlichen Impulshöhen werden nur Grenzflächenzustände beobachtet, die zwischen den Grenzflächenenergien besetzt werden, die durch die Oberflächenpotentiale während den Besetzungsimpulsen gegeben sind /54/. Grenzflächenzustände aus verschiedenen energetischen Lagen können somit durch Variation der Impulshöhen spektroskopiert werden.

3.3. Constant-Capacitance Deep Level Transient Spectroscopy (CC-DLTS)

DLTS-Messungen an Raumladungszonen von MOS-Strukturen /55-59/ sind wegen Minoritätsträgereffekten und Drift der Flachbandspannung schwieriger durchzuführen als an Schottky-Dioden. Für MOS-Strukturen ist daher eine Modifikation, das CC-DLTS Verfahren notwendig. In diesem Verfahren wird mit einem elektronischen Rückkopplungssystem die Kapazität während des Emissionsprozesses konstant gehalten /60/, und die dazu notwendige Änderung der Gate-Spannung mit der DLTS-Korrelation gemessen /61-64/. Die Funktionsweise der Technik ist schematisch in Abb. 12 dargestellt.

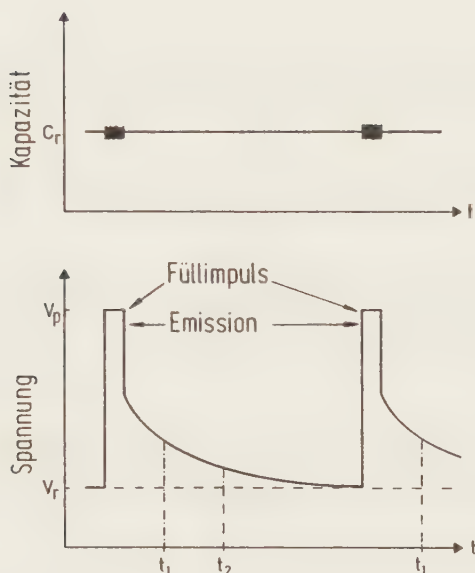


Abb.12: Kapazitäts- und Spannungsverlauf beim CC-DLTS Verfahren. Die Kapazität wird mittels eines Rückkopplungssystems während des Emissionsprozesses konstant gehalten. Die hierzu nötige Änderung der Spannung nach dem Besetzungsimpuls V_p wird gemessen und mit einer Wichtungsfunktion für das DLTS-Signal korreliert.

Diese Methode hat gegenüber der einfachen DLTS-Technik folgende Vorteile:

1. Die Raumladungstiefe wird konstant gehalten und dadurch eine Rückwirkung der Änderung der Raumladungs-

zone auf die Haftstellenbesetzung (γ^* in 3.35) vermieden. Bei hohen Haftstellenkonzentrationen führt diese Rückwirkung zu nichtlinearen Kapazitätsänderungen.

2. Veränderungen der Flachbandspannung durch die Temperatur und Ionendrift werden kompensiert.

Gegenüber den Leitwertmethoden /65,66/ haben DLTS-Methoden den Vorteil, daß Potentialfluktuationen die Meßergebnisse nur zu einem reduzierten Anteil beeinflussen können /63/.

Der Einfluß von Haftstellen auf die Gate-Spannung einer MOS-Struktur kann mit der Poissongleichung berechnet werden:

$$V_G = \frac{q}{\epsilon_{SiO_2}} d_{ox} \int_{E_{fs}}^{E_c} D_{it}(E) f(\text{corr.}) dE + \frac{q}{\epsilon_{Si}} \int_{d_{ox}}^{x_r} x N_D(x) dx + \frac{q}{\epsilon_{Si}} \int_{d_{ox}}^{x_r} x N_T(x) f(\text{corr.}) dx \quad (3.43)$$

wobei $f(\text{corr.})$ die Besetzungsamplitude und die DLTS-Korrelation der Grenzflächenzustände $D_{it}(E)$ bzw. der Volumenhaftstellen $N_T(x)$ berücksichtigt. Wird nur die Zeitabhängigkeit der Gate-Spannung bei konstanter Kapazität (d.h. $x_r = \text{konst.}$) beobachtet, so entfällt der mittlere Term. Die Änderung der Gate-Spannung während

des Emissionsprozesses wird durch die in der Energie kontinuierlich verteilten Grenzflächenzustände

$$V_G(t) = \frac{qA}{C_{ox}} \int_{E_{fs}}^{E_c} D_{it}(E) f(\text{corr.}) dE \quad (3.44)$$

E_{fs} = Position des Ferminiveaus an der Grenzfläche

sowie die in der Raumladungszone vorhandenen Volumenzustände verursacht.

$$V_G(t) = \frac{q}{\epsilon_{Si}} \int_0^{x_r - d_{ox}} (x' + d_{ox}) N_T(x') f(\text{corr.}) dx \quad (3.45)$$

Die Volumenzustände verhalten sich in dieser Raumladungszone wie in einer Schottky-Diode (3.30). Es muß für die Besetzungsamplituden und Emissionsraten nur die erhöhte Minoritätsträgerkonzentration berücksichtigt werden. Entsprechende Computersimulationen sind im Anhang dargestellt.

Die Bestimmung der Parameter von Grenzflächenzuständen ist wegen der kontinuierlich energetischen Verteilung schwieriger durchzuführen als die von diskreten Volumenhafstellen. Mittels der DLTS-Korrelation werden aus der kontinuierlichen energetischen Verteilung nur die Niveaus beobachtet, die innerhalb der Spektralauflösung einer Energie E_0 entsprechen. Als einfache Näherung wird für die Spektralauflösung eine Stufenfunktion der Höhe 1 und der Breite $\Delta E = kT \ln(t_2/t_1)$ angenommen /63/.

Das Integral in (3.44) läßt sich damit leicht lösen, falls die Dichte $D_{it}(E)$ in diesem Energiebereich nur schwach variiert und der Einfangquerschnitt konstant ist. Die Dichte der Grenzflächenzustände bei einer Energie E_0 berechnet sich dann direkt aus der Gate-Spannung

$$D_{it}(E_0) = \frac{C_{ox}}{qAkT} \Delta V_G \ln(t_2/t_1) \quad (3.46)$$

wobei die Energie E_0 mit (2.8) und (3.1) gegeben ist durch

$$E_0 = kT \ln(\sigma_n \langle v_{th} \rangle_n N_c \tau_B) \quad (3.47)$$

Eine genaue Berechnung der Spektralfunktion ergibt eine Korrektur der energetischen Lage von ca. 5-12 meV /67/, die innerhalb des Meßfehlers von ~ 20 meV liegt. Ändern sich die Einfangquerschnitte in Abhängigkeit der energetischen Lage, so müssen durch mehrere Messungen unter Zuhilfenahme der Leitwertmethode die genauen Haftstellenparameter ermittelt werden /67/. Aus Meßergebnissen des Einfang- und Emissionsprozesses bei fester Temperatur in Abhängigkeit des Oberflächenpotentials können mit Hilfe einer Anpassung theoretischer Parameter an die Meßdaten die mittleren Potentialfluktuationen und Parameter der Grenzflächenzustände analysiert werden /31,32/.

3.4. Störeffekte

Bei der Durchführung von DLTS-Messungen können Störeffekte auftreten, die verursacht sind durch

1. die Probenpräparation (Serienwiderstand, Raumladungskapazität)
2. Defektreaktionen, die durch Temperaturänderungen oder das elektrische Feld verursacht werden
3. die Jahn-Teller Relaxation

Die Effekte werden im folgenden kurz erläutert:

Probenpräparation

Unterschiedliche Probenstrukturen ergeben verschiedene Grenzemphindlichkeiten der Trapanalysen. Da die Meßemphindlichkeit von der Grunddotierung abhängt (typisch 10^{-4}) können um so kleinere Trapkonzentrationen aufgelöst werden, je niedriger die Grunddotierung ist. Bei hohen Dotierungen verursachen hohe elektrische Felder innerhalb der Raumladungszone unter Umständen feldabhängige Emissionen der Ladungen /7/.

Der Serienwiderstand bildet zusammen mit der Probenkapazität eine Zeitkonstante, die weder mit der HF-Meßfrequenz noch mit der Impulsdauer des Besetzungsimpulses zusammenfallen darf. Durch eine einfache Spannungsstufe und Messung des Probenstromes läßt sich die interne Probenzeitkonstante ermitteln.

Sehr kleine Probenkapazitäten führen zu einem hohen Rauschanteil, da sie mit den Streukapazitäten der Apparatur vergleichbar werden. Bei großen Kapazitäten

ist der komplexe Widerstand der Probe $\{1/(i\omega C)\}$ klein im Vergleich zur Impedanz der Kabel (50Ω), wodurch die Meßempfindlichkeit begrenzt wird. Günstige Kapazitätswerte liegen zwischen 10pF und 100pF (HF=30MHz).

Defektveränderungen

Durch Variationen der Sperrspannung und der Temperatur können Veränderungen von Defekten hervorgerufen werden. Das sind im wesentlichen /68/

- Drift des Defekts
- Konfigurationsänderungen des Defekts
- Rekombinationsbeschleunigte Reaktionen

In einem elektrischen Feld kann ein Punktdefekt entsprechend seinem Durchmesser d Energie aufnehmen ($\Delta E=q\phi d$, typ. 0.1eV) und die Diffusion in Richtung der Feldlinien beeinflussen. Negativ geladene Akzeptoren können dadurch in einer n-Typ Schottky-Diode in Richtung des Endes der Raumladungszone driften und eine Konzentrationserhöhung verursachen.

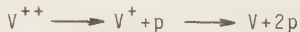
Konfigurationsänderungen des Defektes wie zum Beispiel der Ladungszustand können in unterschiedlichen Diffusionskonstanten der Defekte resultieren. Das Ausheilen des Phosphor-Leerstellen Komplexes (PV) in Silicium ist z.B. vom Ladungszustand abhängig /68-70/.

Die durch die Rekombination freiwerdende Energie regt Vibrationszustände des Defektes an, wodurch die Diffusionswahrscheinlichkeit erhöht werden kann. So wurde beobachtet, daß durch Strahlenschaden erzeugte Haftstellen nach Injektion von Minoritätsträgern (erhöhte Rekombination) innerhalb der Diffusionslänge der Mino-

ritätsträger ausheilen /68,71/.

Jahn-Teller-Relaxation

Konzentrationsbestimmungen können falsch interpretiert werden, wenn z.B. ein Doppeldonator einer starken Jahn-Teller Relaxation unterliegt /72/. Wegen dieser Relaxation können wie bei der Leerstelle in Silicium (V) die Energiezustände invertiert sein, das heißt die doppelt geladenen Leerstelle ($V^{++}, E_V + 0.13\text{eV}$) liegt energetisch höher als die einfach geladene ($V^+, E_V + 0.05\text{eV}$). In einem DLTS-Experiment wird in p-Typ Material die Löcheremission dieses Defektes über zwei Reaktionsstufen beobachtet



Die Emissionswahrscheinlichkeit wird durch die Emission des ersten Loches geprägt. Da der Zustand (V^+), aus dem das zweite Loch emittiert wird, näher an der entsprechenden Bandkante liegt, erfolgt die Emission eines zweiten Loches sofort auf die des ersten Loches. Der einfach geladene Zustand V^+ ist instabil. Die Anzahl der Defekte ist damit halb so groß wie die im DLTS-Maximum beobachtete Ladungsänderung.

Für Bor auf Zwischengitterplatz wird der gleiche Effekt für Elektronen erwartet. Der dominierende Zustand liegt bei $E_C - 0.45\text{eV}$ /72/.

4. Aufbau der DLTS-Apparatur

Der experimentelle Aufbau der in dieser Arbeit entwickelten Apparatur ist schematisch in Abb. 13 gezeigt. Das System unterscheidet sich von anderen rechnergesteuerten DLTS-Apparaturen durch eine besonders schnelle Datenverarbeitung und durch ein so günstiges Programm, daß die Messung eines Temperaturspektrums in 1-2 Std. durchgeführt werden kann. Die einzelnen Komponenten werden in den Abschnitten

- Anordnung zur Temperatursteuerung
- Kapazitätsmeßbrücke
- Rückkopplungssystem
- Rechnersystem

und einem weiteren Abschnitt zur Messung von CV- und IV-Abhängigkeiten vorgestellt. Andere Meßanordnungen findet man in den Artikeln /7-10,36,73,74/ und für spezielle Anforderungen wie geringe Kosten in /75/, hohe Leckströme in /76/ für hochohmiges Material in /77/ und rechnergesteuert in /78,158,160/.

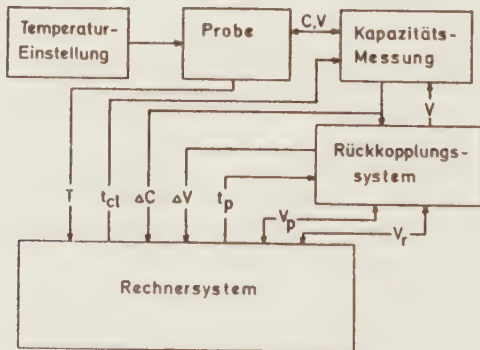


Abb.13: Schematische Darstellung der Meßanordnung

4.1. Anordnung zur Temperatursteuerung

Die Einstellung der Proben­temperatur erfolgt über einen He-Verdampferkryostaten, der den gewünschten Temperaturbereich (20K-350K) innerhalb ca. 1h durchlaufen kann (Fa. Leybold VSK 4-300). Um eine konstante Heiz- bzw. Kühlrate (ca. 1-3K/min) zu erzielen, wurde ein Thermistor mit nahezu linearer Charakteristik (Pt 100) in den Kryostaten eingebaut. Ein Regelgerät (Fa. Leybold ER3) vergleicht den Wert dieses Thermistors mit einem Sollwert und steuert die Heizleistung bzw. den Kühlmitteldurchlauf. Der Sollwert kann mittels eines Motorpotentiometers variiert werden, wobei die Rate der Temperaturänderung durch die Geschwindigkeit des Motorpotentiometers vorgegeben wird.

Die zu messende Probe wird in einen Probenhalter eingebaut, der speziell für Kapazitätsmessungen bei variablen Temperaturen entwickelt wurde. Der Wärmeaustausch der Probe bzw. des Probenhalters mit dem Kryostaten erfolgt über trockenes He-Gas.

Details des Probenhalters wie elektrische Kontaktierung, Befestigung und Temperaturmessung der Probe sind in Abb. 14 gezeigt. Eine Blattfeder hoher Elastizität bei tiefen Temperaturen (Phosphor-Bronze) drückt die Probe auf seine Unterlage, wodurch sowohl die Befestigung als auch der elektrische Kontakt erzeugt wird. Die Blattfeder ist isoliert aufgebaut und stellt mittels einer Messinghülse und einer Platinkugel den Kontakt "High" zum Metall des Schottkykontaktes bzw. des Gates der MOS-Struktur her. Der zweite elektrische Anschluß "Low" wird durch eine Goldschicht gebildet, die in Kontakt mit der Probenrückseite ist. Diese Goldschicht wurde

auf ein thermisch gut leitendes, jedoch elektrisch isolierendes Material (Berylliumoxid) aufgebracht. Die Temperaturmessung wird mit einem Thermoelement (Au-Fe, Ni-Cr) durchgeführt, das dicht an die Probenunterlage montiert wurde. Der thermische Kontakt zur Probe ist so gut, daß keine Hysteresis der Temperaturmessung beim Heizen oder Kühlen festgestellt werden konnte. (Innerhalb der Genauigkeit von $<0.5\text{K}$).

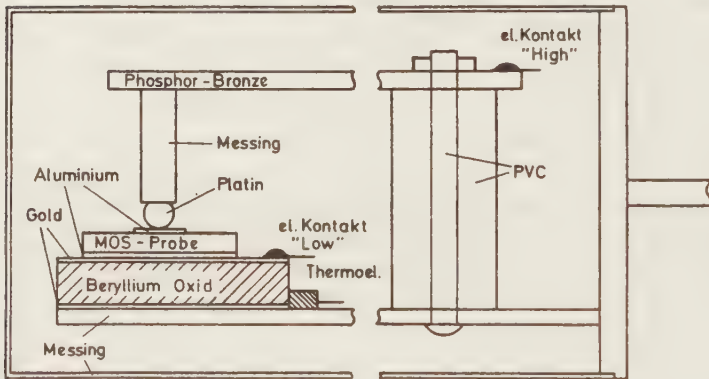


Abb.14: Mechanischer Aufbau des Probenhalters

4.2. Kapazitätsmeßbrücke

Das Blockschaltbild der Kapazitätsmeßbrücke ist in Abb. 15 gezeigt. Die Meßbrücke entspricht der am Institut für angewandte Festkörperphysik (FHG, Freiburg) für die DDLTS-Apparatur entwickelten Brücke /79/ und ist ähnlich dem Konzept von Lang /35/.

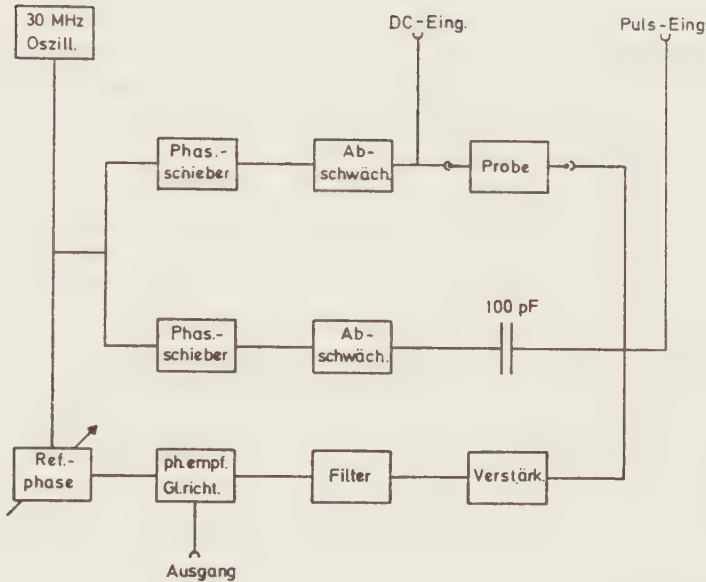


Abb.15: Blockschaltbild der Kapazitätsmeßbrücke

Die Probe wird in einen Brückenweig einer HF-Brücke montiert, die durch einen quarzstabilisierten Oszillator (30MHz) angesteuert wird. Mit einem zweiten Brückenweig wird der Anteil des HF-Signals, der durch die Probe gelangt, mittels eines Phasenschiebers und Dämpfungsgliedes kompensiert.

Die Sperrspannung wird mit einem 30MHz Sperrkreis in den Brückenweig eingekoppelt. Der Besetzungsimpuls kann entweder mit der Sperrspannung oder für schnelle

Impulse am Brückenausgang eingespeist werden. Wird der Impuls am Brückenausgang über eine Diode eingekoppelt, so liegt an der Probe die Differenz der Impulsspannung und der Sperrspannung. Eine Verstimmung der Brücke durch eine Kapazitätsänderung der Probe wird mit einem phasenempfindlichen Gleichrichter gleichgerichtet. Die Referenzphase für diesen Gleichrichter wird über einen Phasenschieber direkt dem Oszillator entnommen. Mit dieser Referenzphase wird auf den kapazitiven Anteil der Probenänderung abgestimmt. An einer MOS-Probe, Schottky- oder PN-Diode mit geringem Sperrstrom verursacht eine kleine Spannungsänderung um V_r in erster Näherung eine Kapazitätsänderung. Diese Kapazitätsänderung ergibt dann ein Maximum der Ausgangsspannung, wenn die Referenzphase optimal justiert ist. Für eine kleine Änderung der Probenkapazität ist das Ausgangssignal der Brücke proportional zur Kapazitätsänderung /80/.

4.3. Rückkopplungssystem

Das Rückkopplungssystem stellt die an der Probe anliegende Spannung ein. Im Falle der reinen Kapazitätsmessung liegt an der Probe die konstante Sperrspannung V_r , die von den Besetzungsimpulsen überlagert werden kann.

Für CC-DLTS Analysen wird das Ausgangssignal der Kapazitätsbrücke für schnelle ($<1\text{sec}$) und langsame ($>20\text{sec}$) Änderungen getrennt verstärkt. Die langsamen Änderungen werden hauptsächlich durch das Einfrieren von Ladungen während

des Temperaturdurchlaufes verursacht. Dieser Anteil kann sehr hoch verstärkt und damit sehr gut rückgekoppelt werden, da wegen der niederen Rückkopplungsfrequenz eine Schwingneigung besser unterdrückt werden kann. Die schnellen Änderungen, verursacht durch Trapumladungen, werden zusammen mit dem langsamen Anteil in richtiger Polarität (Umschalten zwischen p- und n-Bauelementen) auf die anliegende Sperrspannung addiert.

Um besonders empfindlich messen zu können, wird zwischen der schnellen und langsamen Änderung eine Differenz gebildet. Dies entspricht in etwa der Idee des Baseline-restorers /73/. Die so erhaltene schnelle Spannungsänderung wird dem Auswertesystem zugeführt.

Während der Dauer des Besetzungsimpulses muß die schnelle Rückkopplung abgeschaltet werden, um nicht gleichzeitig diese Impulsspannung wieder zu eliminieren. Der Wert der langsamen Rückkopplung soll dagegen erhalten bleiben, da sonst die beabsichtigte Impulshöhe nicht genau erreicht wird. Die Umschaltung erfolgt über schnelle TTL-Schalter. Der Spannungswert der Impulsspannung kann ebenso wie die Sperrspannung fest eingestellt oder mit einem Digital-Analogwandler aus dem Rechnersystem vorgegeben werden.

Das Konzept des Schaltbildes des Rückkopplungssystems ist in Abb. 16 gezeigt.

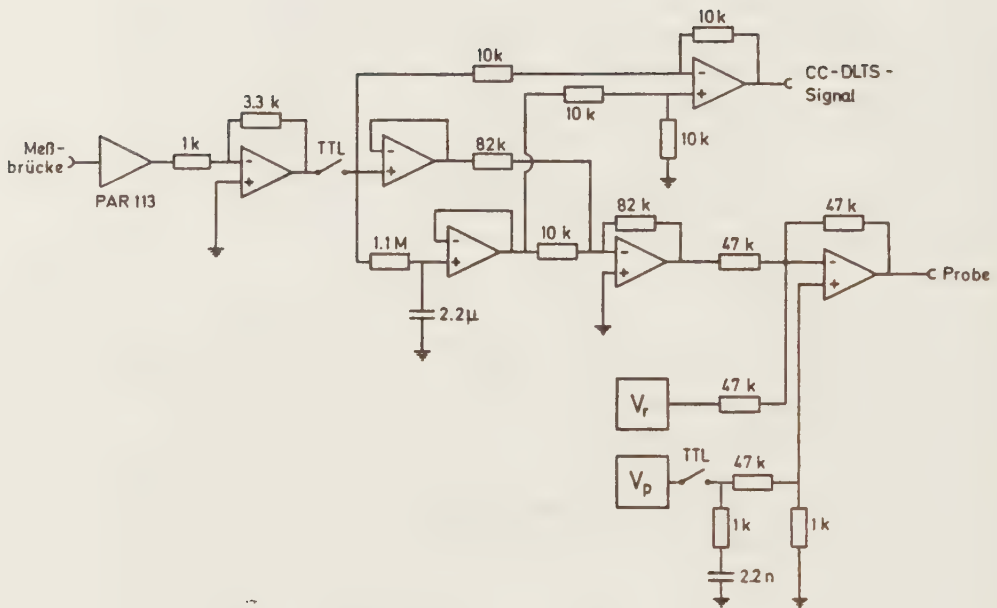


Abb.16: Vereinfachter Schaltplan des Rückkopplungssystems. Das Meßsignal wird in einen schnellen und in einen langsamen Anteil aufgespalten, die unterschiedlich hoch verstärkt zusammen mit der vorgegebenen Sperr- und Impulsspannung der Probe zugeführt werden. Für das CC-DLTS Signal wird nur der schnelle Anteil ausgewertet.

4.4. Rechnersystem

Die aus der Kapazitätsbrücke oder dem Rückkopplungssystem anfallenden Meßdaten $\Delta C(t)$ bzw. $\Delta V(t)$ werden entweder mit einem 4-Kanal getasteten Verstärker korreliert und als Funktion der Thermospannung auf einem xy-Schreiber aufgezeichnet /79/ oder mit einem Rechnersystem verarbeitet. Ein Blockschaltbild des Rechnersystems ist in Abb. 17 dargestellt.

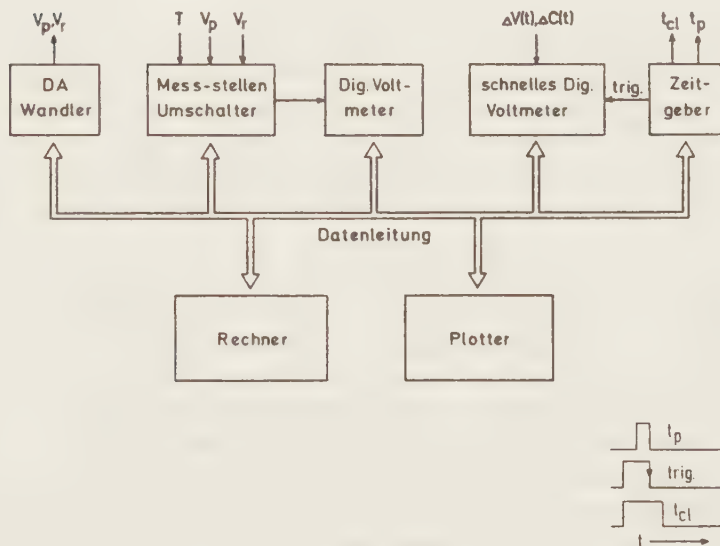


Abb.17: Anordnung der Komponenten des Rechnersystems. Der Verlauf der TTL-Pegel des Zeitgebers ist im Bild rechts unten in Abhängigkeit der Zeit dargestellt.

Alle Geräte sind über das IEEE 488 bzw. HP-IB Interface mit dem Rechner HP 9825 verbunden. Mit einem hochgenauen Digital-Voltmeter (HP 3455A) werden die Sperrspannung, Impulsspannung und Thermospannung über einen Meßstellenumschalter (HP 3495A) aufgenommen. Die Referenztemperatur des Thermoelementes wird mit einem Thermistor gemessen und die Thermospannung mit der abgespeicherten Eichkurve des Thermoelementes verglichen, um die genaue Temperatur zu erhalten. Die Impulsspannung oder die Sperrspannung kann dem Rückkopplungssystem über einen Digital-Analogwandler (HP 59501A) zugeführt werden.

Die zeitabhängige Spannung $V(t)$ oder Kapazität $C(t)$ wird mit einem schnellen Digital-Voltmeter (HP 3437A) aufgenommen. Nach Triggerung mittels des Zeitgebers können in einem Transientenvorgang bis zu 10^4 Daten aufgenommen werden mit einem zeitlichen Abstand $>0.5\text{ms.}$. Die Genauigkeit des Zeitpunktes beträgt nach Angaben des Herstellers 10^{-9}sec.

Der Zeitgeber (Eigenbau) wird von dem Rechner dann angestriggert, wenn der Rechner mit der Datenverarbeitung fertig ist und auf einem neuen Transienten d.h. Anregungsimpuls wartet. Drei Signale mit TTL-Pegel werden aufbereitet: die Impulsdauer (t_p), die Triggerung des schnellen Voltmeters und ein "Clear"-Impuls (t_{c1}) der die Kapazitätsbrücke für die Dauer des "Clear"-Impulses abschaltet. Die Impulsdauer kann zwischen 90 und $900\mu\text{s}$, die Länge des Clearimpulses bis zu $100\mu\text{s}$ nach Abschalten des Besetzungsimpulses variiert werden.

Während des Programmablaufes werden die Meßdaten so lange gemittelt, bis sich die Temperatur um 1°K geändert hat. Der daraus errechnete Wert wird auf dem Plotter aufgezeichnet. Im Kernspeicher des Rechners werden mehrere Meßdaten aus dem Transienten abgelegt, so daß nach dem Meßvorgang eine Vielzahl von Spektren zur Verfügung stehen, die je nach Trapkonzentration oder Energiedichte entsprechend dem Anhang optimiert werden können. Durch ändern des Temperaturvorlaufes wird automatisch das Signal zu Rauschverhältnis geändert. Bei langsamer Temperaturänderung wird eine hohe Mittelung durchgeführt. Die Computer-Spektren können in einer Zeit von 1-2Std. durchgefahen werden.

4.5. Messung von Kapazitäts-Spannungs(CV) und Strom-Spannungs(IV) Abhängigkeiten

Mit Hilfe des obigen Rechnersystems können die CV- und IV-Kurven der Schottky-Dioden und MOS-Strukturen voll-automatisch aufgenommen und ausgewertet werden. Von der Schottky-Diode wird die CV-Kurve, die Dotierungskonzentration als Funktion der Raumladungstiefe $N_D^*(x)$, die Barrierenhöhe ϕ_B aus $(1/C^2)$ über V und die Raumladungstiefe als Funktion der Spannung aufgezeichnet $x_r(V)$. Bei den MOS-Proben werden aus der CV- und IV-Charakteristik das Oberflächenpotential als Funktion der Gate-Spannung $\psi_s(V)$, die Dotierungskonzentration als Funktion der Raumladungstiefe $N_D^*(x)$ und die Grenzflächenzustandsdichte D_{it} als Funktion der Energie (Quasi-Statistische Methode) berechnet.

Die Anordnung des Systems mit der Kapazitätsmeßbrücke PAR 410 (HF=1MHz) und dem Strommeßgerät Keithley 616 ist in Abb. 18 gezeigt.

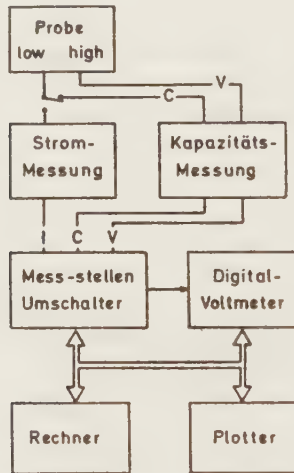


Abb.18: Anordnung zur automatischen Messung von Strom-Spannungs- und Kapazitäts-Spannungsabhängigkeiten mit dem in Abb.17 vorgestellten Rechnersystem.

5. Untersuchungen von Defekten in Silicium

5.1 Einleitung

Mit der DLTS-Methode werden wesentlich höhere Nachweisempfindlichkeiten für Haftstellen von Defekten erreicht ($<10^{10} \text{ cm}^{-3}$) als mit den meisten anderen Meßmethoden. Die Methode eignet sich daher Prozeßschritte der Halbleiterbauelementeherstellung auf die Erzeugung von störenden Haftstellendefekten hin zu untersuchen. Ein Problem stellt dabei die Identifizierung von Haftstellen mit Defekten dar.

Bis zu Beginn der Arbeit waren nur wenig Haftstellen des Siliciumkristalls mit Eigendefekten -vorwiegend Leerstellendefekte und deren Komplexe mit Fremdstoffen- mittels Elektronenbestrahlungsexperimenten identifiziert worden /69, 93-95/. Haftstellen von Fremdatomen konnten mit anderen Meßmethoden leichter als Eigendefekte analysiert werden, sofern sie sich in hohen Konzentrationen in den Kristall einbauen ließen.

Für das Ziel dieser Arbeit, der Identifizierung von bisher unbekannten Haftstellen in Silicium die durch Eigendefekte verursacht werden, ist es nötig diese Haftstellen von denen zu unterscheiden, die nur durch Fremdatome verursacht werden. Solche Fremdatome sind in kleinen Mengen immer auch im undotierten Material vorhanden. Es werden drei verschiedene Arten der Erzeugung von Eigendefekten genutzt: Beim Kristallwachstum entstehen im Phasenübergang von flüssig zu fest Eigendefekte, die beim Abkühlen des Kristalls Ausdiffundieren, Ausheilen oder aber als Punktdefekte bzw. Ausscheidungen (Mikrodefekte) im Kristall einfrieren können.

Durch die Bestrahlung des Siliciumkristalls mit Elektronen, Neutronen, Laserlicht und Selbstimplantation werden auf eine andere Art Eigendefekte erzeugt, ohne zusätzlich Fremdatome in den Kristall einzubringen. Eine dritte Art der Erzeugung von Eigendefekten ist bei Oxidation des Siliciumkristalls gegeben. Durch die Reaktionen an der Oberfläche werden Defekte generiert, die in das Halbleitermaterial diffundieren. Im folgenden werden für das Verständnis der Messungen wesentliche Merkmale dieser drei verschiedenen Erzeugungsarten vorgestellt. Spezielle Eigenschaften von Eigendefekten, wie die der Zwischengittersiliciumatome werden in Kapitel VI zusammen mit den Meßergebnissen diskutiert.

Kristallwachstum

Eine Übersicht der Kristallziehverfahren und die dabei entstehenden Defekte ist in /81/ gegeben. Beim Wachsen des Kristalls treten inhomogen verteilte Defekte auf, die wegen des Ziehverfahrens rotationssymmetrisch um die Ziehachse angeordnet sind. Die Defektverteilungen können an Scheiben die aus dem Siliciumstab senkrecht zur Ziehachse geschnitten werden, z.B. durch Strukturätzen sichtbar gemacht werden. Die Ätzgruben sind dann ringförmig auf der Scheibe verteilt. Die Defekte sind im Elektronenmikroskop sichtbar und werden daher Mikrodefekte genannt.

In Siliciumkristallen, die mit einer Ziehgeschwindigkeit von 3mm/min. im Zonenziehverfahren (Fz) 100% verzungsfrei gezogen wurden, werden spezielle Arten

von Mikrodefekten, die A-swirl und B-swirl Defekte beobachtet /89/. Die Identifizierung dieser Mikrodefekte mit auf Zwischengitterplatz eingebauten Siliciumatomen, wird in dieser Arbeit zur Interpretation von Haftstellen genutzt. Die Generation dieser Defekte wird in Abschnitt 6.2.2 zusammen mit den Meßergebnissen diskutiert.

In Czochralski gezogenen (Cz) Siliciumkristallen resultiert eine höhere Konzentration von Verunreinigungen, insbesondere Sauerstoffatomen, im Vergleich zum Fz-Material in einer Vielfalt an Mikrodefekten /91,92/. Die Identifizierung einer bestimmten Art von Mikrodefekten als Ursache für Haftstellen ist daher in diesem Material wesentlich schwieriger und unter Umständen nicht eindeutig. Da in Cz-Material aber auch A-swirl und B-swirl Defekte beobachtet werden /92/, wurden für einen Vergleich mit dem Fz-Material Haftstellenspektren aufgenommen.

Bei einer Temperaturbehandlung der aus dem Kristall herausgesägten Scheibe können Defekte die in Ober-sättigung vorliegen mit der Scheibenoberfläche oder untereinander Defektreaktionen eingehen. Diese Defektreaktionen führen zum Verschwinden oder Generieren von Haftstellen. Die Ausheil- bzw. Generationstemperatur ist ein für Defekte charakteristischer Parameter und dient zur Identifizierung von Haftstellen mit Defekten.

Der elektrische Einfluß dieser Mikrodefekte äußert sich in Schwankungen des Widerstandswertes über die Scheibe von bis zu 20% /81-83/, Variationen der Lebensdauer

von Minoritätsträgern /84,85/ und dem Sperrstrom von PN-Dioden /86/. Ein Zusammenhang der Trapkonzentration mit lateralen Schwankungen war bisher noch nicht untersucht worden.

Bestrahlungen des Kristalls

Durch Bestrahlungen des Kristalls mit Teilchenstrahlen ausreichender Energie wie Elektronen oder Neutronenstrahlen werden Gitterdefekte erzeugt, ohne den Kristall mit zusätzlichen Fremdstoffen zu kontaminieren. Die während der Bestrahlungen ablaufenden Reaktionen wurden in dieser Arbeit nicht beobachtet, sondern nur der nach der Bestrahlung meßbare Strahlenschaden, der von vielen Parametern wie z.B. Dotierung und Bestrahlungstemperatur abhängt. Haftstellen von Eigendefekten lassen sich dadurch von Haftstellen der Fremdatome die im unbehandelten Kristall vorliegen unterscheiden. Schlecht unterscheidbar sind Defekte der Leerstellen und Zwischengittersiliciumatome von Komplexen aus diesen mit Fremdatomen, da durch die Bestrahlung die Bildung dieser Komplexe erst ermöglicht wird. Zur Identifizierung müssen zusätzliche Methoden wie z.B. Infrarotspektroskopie und ESR herangezogen werden, die Informationen über den mikroskopischen Einbau liefern.

Elektronenbestrahlung:

Einige Eigendefekte wie Leerstellen, Doppelleerstellen und deren Komplexe mit Sauerstoff, Phosphor und Antimon konnten nach Elektronenbestrahlungen identifiziert werden /69, 93-95/. An Haftstellen dieser

Eigendefekte können die in dieser Arbeit gemessenen DLTS-Signale mit den Meßergebnissen anderer Experimentatoren verglichen werden. Außerdem dienen eigene Messungen dazu die Meßsignale dieser Eigendefekte aus dem Spektrum von Meßsignalen anderer Experimente dieser Arbeit wiederzuerkennen.

Neutronenbestrahlung:

Eine besondere Anwendung findet in letzter Zeit die Bestrahlung der Siliciumkristalle mit Neutronen: Zur Herstellung besonders homogen dotiertem n-Typ Siliciums wird hochreines Material mit thermischen Neutronen bestrahlt. Das zu 3.1% in Silicium vorhandene Isotop ^{30}Si wird nach folgender Kernreaktion in Phosphor umgewandelt /98-101/



Durch die natürliche Verteilung des Isotopes im Kristall erhält man eine gleichmäßigere Phosphordotierung als man durch Diffusionen oder Dotieren bei Kristallzucht erzielen kann. Die durch den Strahlenschaden erzeugten Eigendefekte heilen bei Temperungen von etwa 700°C aus. Bei diesen Temperaturen können sich die Phosphor-atome auf den Gitterplatz einbauen /102, 103/.

Haftstellenuntersuchungen mit DLTS waren zu Beginn der Arbeit an diesen Eigendefekten noch nicht durchgeführt worden. Die erste Veröffentlichung erfolgte 1977 von Schulz und Lefèvre /106/. Weitere DLTS-Arbeiten wurden von J. Guldborg /104/ und Baliga et al /105/ publiziert.

Selbstimplantation und Lasertemperung:

Eigendefekte können durch die Bestrahlung mit Laserlicht erzeugt werden. Je nach Leistungsdichte des auftreffenden Laserlichtes wird etwa oberhalb einer Schwelle von 0.5 J cm^{-2} (Wellenlänge 0.53μ) der Siliciumkristall bis zu $1\text{-}2 \mu\text{m}$ in der Tiefe aufgeschmolzen /107, 108/. Nach Abschalten des Laserlichtes kühlt der Kristall sehr schnell ab, wodurch Eigendefekte eingefroren werden. In Bereichen in denen der Kristall nicht aufgeschmolzen wird, können durch die kurzzeitige Temperung Strahlenschäden z.B. nach der Selbstimplantation Si in Si zwar reduziert werden, doch durch das kurze Erhitzen und rasche Abkühlen werden zur vergleichsweise langsamen Ofentemperung mehr Eigendefekte generiert.

Zu Beginn der Arbeit lagen keinerlei Haftstellenuntersuchungen für diesen Prozeß vor. Erst im letzten Jahr wurden einige DLTS-Arbeiten veröffentlicht /103-116/.

Oxidation

Die Erzeugung von Eigendefekten (Leerstellen oder Zwischengittersilicium) durch Oxidation von Silicium wurde in einem Übersichtsartikel von Fair /118/ diskutiert. Es wurde gezeigt, daß durch die Oxidation von Silicium, das nicht höher als $10^{16}\text{-}10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dotiert ist, an der Grenzfläche zwischen Oxid und Substrat Zwischengittersilicium Si(i) erzeugt wird, das in das Volumen des Oxids und des Halbleiters eindiffundiert. Dort kann es die Bildung von Mikrodefekten verursachen. Oberhalb einer kritischen Temperatur von ca. 1100°C oder einer hohen Oxiddicke (ca. $10\,000 \text{ \AA}$) wird die Erzeugung des Si(i) nicht nur verringert, sondern die Grenzfläche absorbiert die Si(i) Defekte /149/, wodurch sich Mikrodefekte auflösen können.

Mit elektrischen Messungen konnten bisher keine Hinweise auf diese Art Eigendefekte gezeigt werden.

5.2 Experimentelle Durchführung

Von einer großen Zahl durchgeführter DLTS-Messungen an Silicium können in dieser Arbeit nur Beispiele wiedergegeben werden, die besondere Effekte zeigen oder für bestimmte Prozesse charakteristisch sind. Viele Meßergebnisse dieser Arbeit sind bereits veröffentlicht worden /79, 90, 106, 151/, die hier gar nicht oder nur teilweise diskutiert werden. Die experimentellen Voraussetzungen und Durchführungen der in dieser Arbeit gezeigten Untersuchungen sind im folgenden stichwortartig dargestellt. Nähere Hinweise und Erläuterungen werden bei den Meßergebnissen gegeben.

Probenpräparation zur Untersuchung der Kristallwachstumsdefekte:

Material:

- A) Fz-Silicium, n-Typ, Phosphordotiert 10^{13} cm^{-3} , 100%
Versetzungsfrei, speziell für A-swirl und B-swirl-Defekte gezogen
Herstellung: Fa. Siemens, Abteilung Dr. Kolbesen
Stab Nr. 1: zwei Fz-Prozesse in Argongas (Nr. 160B)
Stab Nr. 2: zwei Fz-Prozesse in Argongas mit geringem Zusatz H_2

FZ-Prozesse:

1. Zonenziehverfahren zur Abscheidung von Verunreinigungen
2. Zonenziehverfahren: 3mm/min zur Generation von A-swirl und B-swirldefekten

Die speziellen Scheiben wurden langsam unter Vermeidung von Erwärmung aus dem Kristall herausgesägt und anschließend 6μ abgeätzt, gereinigt und mit Aerosil-Politur mechanisch chemisch poliert, um den Säge Schaden von der Oberfläche zu entfernen. Die Vermeidung der Erwärmung durch das Sägen ist nötig, damit eingefrorene Punktdefekte nicht durch die Erwärmung ausheilen können. Schottkykontakte für die Messung wurden innerhalb von zwei Tagen nach dem Sägen aufgedampft und innerhalb von zehn Tagen gemessen, damit das Meßergebnis nicht oder nur zu einem geringen Teil durch Defektreaktionen mit der Oberfläche (Ein- bzw. Ausdiffundieren von Punktdefekten) beeinflusst wird, die möglicherweise bei Raumtemperatur auftreten können.

B) Cz-Silicium, n-Typ

Herstellung: Testschiebe der Fa. Wacker-Chemitronic (Nr. B 22)

Neutronendotiert: Phosphorkonzentration 10^{15}cm^{-3}

Firmenspezifische Temperung bei 1000°C

Präparation von Schöttkydioden:

1. 5 min. Ätzen in 20%iger HF-Säure (entfernen von Oxiden)
2. Trockenschleudern
3. in UHV-Anlage Gold durch Lochmaske $\varnothing$ 1mm aufdampfen
4. Probenrückseite bei ca. 35°C mit GaAl-Legierung bestreichen.

Tempern: im Quarzrohr in strömenden N_2 von unbe-

handelten (reinen) Probenstücken (ca. 5x5mm)
die aus den Scheiben herauspräpariert wurden.

1. Ätzen in 20%iger HF-Säure, trockenschleudern
2. Probe langsam in den Ofen einfahren (bis zu 1/2h)
3. 1/2h tempern
4. Probe langsam aus dem Ofen herausfahren (bis zu 1/2h)
5. Präparation des Meßkontaktes (s.o.)

Beim Temperprozeß muß besonders auf die Vermeidung von Fremdstoffkontaminationen geachtet werden, da Verunreinigungen von der Oberfläche des Kristalls oder von dem Ofenrohr in den Kristall hineindiffundieren können. Bei der in diesem Institut durchgeführten Temperung wurde daher unter Verwendung von Kunststoffpinzetten (Vermeidung der Kontamination durch Metalle), in einem besonderen "Reinraum" unter einer laminar Flow-box der Kristall geätzt, um eine "reine" Oberfläche zu erhalten. Innerhalb weniger Minuten danach wurden die zu tempernden Probenstücke auf eine Unterlage von undotiertem Reinstsilicium (Fa. Wacker) in den Temperofen mit einem Suprasilrohr in staubfreier Atmosphäre eingebracht. Der Ofen wurde bei etwa 1000°C ca 12Std. in reinstem Stickstoff gespült, bevor Temperungen bei tieferen Temperaturen 100 - 900°C durchgeführt wurden. Um schnelle Temperaturänderungen zu vermeiden wurde die Probe im Quarzrohr speziell langsam wie angegeben in die Hitzezone hinein und herausgefahren. Die Temperatur wurde mit einem Thermoelement gemessen, das dicht unter die Unterlage montiert war, auf der die Proben lagen. Der Temperaturgang wurde mit einem Schreiber aufgezeichnet. (In den Resultaten wird gezeigt, daß nach Temperung bei 800°C keine zusätzliche Fremdstoffkontamination beobachtet werden konnten).

Probenpräparation der Bestrahlungsexperimente

A) Elektronenbestrahlung

Beispiele Firmenspezifischer Bestrahlungen und Temperungen sind jeweils beim Meßergebnis angegeben. Verwendete

Bauelemente:

1. p^+nn^+ und p^+pn^+ -Dioden:

Herstellung durch Einlegieren von AuSb(n^+) und Al(p^+) in konventionell Phosphor oder Bor dotiertes Silicium

2. p^+nn^+ -Dioden:

Herstellung durch Einlegieren von AuSb(n^+) und Ga(p^+) in neutronendotiertes als auch konventionell dotiertes Silicium

3. n-Typ Schottkydioden:

p-Schichten einer bestrahlten pnp-Struktur abgeätzt

Rückseitenkontakt: AuSb aufgedampft bei 450°C in N_2 einlegiert

Schottkykontakte: Gold durch Lochmaske aufgedampft.

Die Präparation der Bauelemente sowie die Bestrahlungen bei Raumtemperatur wurden von der Fa. AEG in Belecke durchgeführt. Bei Bestrahlung von fertigen Bauelementen wird vermieden, daß die nachfolgenden technologischen Prozesse den Strahlenschaden beeinflussen könnten. Es wurden speziell die Eigendefekte untersucht, die bei Raumtemperatur stabil sind und zur Einstellung der Lebensdauer in Bauelementen verwendet werden können. Bei Raumtemperatur treten bereits Ausheilvorgänge z.B. bei Leestellen in Si auf, die nur bei Bestrahlung in gekühltem Zustand vermieden werden können. Die Untersuchung solcher Defekte ist nicht Ziel dieser Arbeit, so daß eine Bestrahlung bei Raumtemperatur ausreichend war.

B) Neutronenbestrahlung:

Firmenspezifische Neutronenbestrahlungen und Nachtemperungen sind jeweils beim gezeigten Beispiel angegeben. Es konnten nur die von den Firmen zur Verfügung gestellten Materialien, die bereits getempert waren, untersucht werden. Insbesondere wurden nur die Eigendefekte beobachtet, die im Reststrahlenschaden nach einem Hochtemperaturprozeß vorhanden sind, da im ungetemperten Zustand der Strahlenschaden so groß ist, daß die Meßmethode versagt ($N_T > n_0$).

Präparation der Schottkydioden:

1. Reinigung in Lösung aus H_2O_2 und NH_4OH ,
2. Spülen in deionisiertem Wasser
3. 5 min. Ätzen in 10%iger HF-Säure
4. Spülen in deionisiertem Wasser
5. Trockenschleudern
6. Rückseite AuSb bedampfen und bei $450^\circ C$, in N_2 einlegieren
7. Vorderseite mit Gold durch Lochmaske bedampfen

C) Selbstimplantation und Lasertemperung:

Material:

- a) Epitaktisches Silicium, n-Typ, Phosphor dotiert $\sim 2 \cdot 10^{15} cm^{-3}$
Substrat: orientierung $\langle 100 \rangle$, Antimondotiert $\sim 2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$
- b) Cz-Silicium, n-Typ, Phosphor dotiert $7 \cdot 10^{14} cm^{-3}$
Orientierung $\langle 100 \rangle$
Wacker Nr. 7246

Implantation:

Implantat Si(30), Bestrahlungsenergie 300 keV, Dosis $10^{14} cm^{-2}$

Laserbestrahlung:

an Laboratmosphäre mit Rubinlaser ($\lambda = 693\text{nm}$)

Einzelimpuls mit ca. 15 ns Dauer und einer Energie $\sim 1\text{Jcm}^{-2}$

Reinigung und Kontaktpräparation wie bei den Untersuchungen der Kristallwachstumsdefekte.

Für dieses Experiment wurden zwei verschiedene Materialien ausgewählt, um den Einfluß des Ausgangsmaterials auf die prozeßinduzierten Defekte herausfinden zu können. Das Epitaxiematerial mit niederohmigen Substrat ist besonders günstig für die Kapazitätsmessung, da im Substrat nur ein geringer Serienwiderstand auftritt und leicht ein ohmscher Kontakt hergestellt werden kann.

Die Implantation erfolgte mit $^{30}\text{Si}^+$ Ionen aus einer Isotopenquelle. Dieses Si-Isotop ist leicht im Massenspektrometer vom Stickstoffmolekulation N_2^+ , das als Verunreinigung nicht zu vermeiden ist, zu unterscheiden. Die nachfolgende Laserbestrahlung zur Ausheilung wurde mit dem im Hause vorhandenen Rubinlaser Korad K1 durchgeführt. Zur Temperbehandlung von Eigendefekten in Si wäre ein Laser mit größerer Wellenlänge z.B. YAG-Laser günstiger, da dann der Siliciumkristall weiter im Inneren des Kristalls (Absorption nicht nur an der Oberfläche) aufgeheizt und der Einfluß der Oberfläche reduziert wird. Ein solcher Laser stand nicht zur Verfügung.

Präparation der MOS-Struktur

Substratmaterial:

Epitaktisches Silicium, n-Typ, Phosphor dotiert $\sim 5 \cdot 10^{15}\text{cm}^{-3}$

Substrat: Orientierung 100, Antimondotiert $\sim 2 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$

Fa. Wacker

Die technologischen Prozesse wurden am Fraunhofer-Institut

für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg durchgeführt.

Oxidation auf eine Dicke von 550 Å:

1. Reinigung wie bei- Neutronenbestrahlung
2. trockene Oxidation (1100°C, 10 min)
3. feuchte Oxidation (850°C, H₂O Beimischung)
4. trockene Oxidation (1100°C, 10 min)

Kontaktpräparation:

1. Rückseite mit Al bedampfen
2. Vorderseite durch Lochmaske Ø 0.5 mm mit Al bedampfen
3. Temperung 450°C, 1/2h, in 90% N₂ und 10%H₂

Nachtemperung vor Kontaktpräparation:

900°C, 1/2h in strömenden N₂, langsam Abkühlen

Auswertung der gemessenen DLTS-Spektren

Eine große Anzahl früherer Messungen erfolgte mit dem Boxcar-Integrator und wurde mit der Arrhenius - Aufzeichnung ausgewertet. Untersuchungen an den A-swirl und B-swirl-defekten im Fz-Silicium und an den laserbestrahlten Dioden wurden mit dem rechnergesteuerten System durchgeführt. In diesen Fällen wurden die Meßwerte durch Kurvenanpassung mit Hilfe einer Computersimulation ausgewertet. Der Arrhenius-Aufzeichnung entspricht dabei die Beobachtung der Verschiebung des Maximums in der Temperaturskala als Funktion der Beobachtungszeitkonstanten. Eine Übereinstimmung der Meßwerte des DLTS-Signales mit angepaßten Werten über den im Beispiel von Abb. 19 gezeigten Bereich ergibt eine Genauigkeit der Bestimmung der Haftstellenparameter, die einer Arrheniusaufzeichnung über etwa drei Dekaden der Zeitskala entspricht.

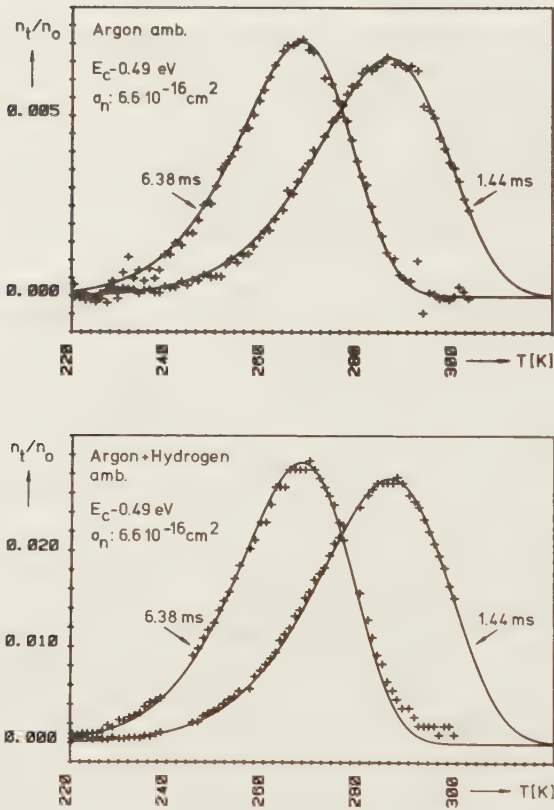


Abb.19: Übereinstimmung von Meßwerten (Kreuze) mit Computersimulierten DLTS-Signalen (durchgezogene Linie) unter der Annahme reiner Majoritätsträgeremission und Anpassung der Amplituden (Konzentration). Die Meßwerte an den zwei verschiedenen Kristallen verdeutlichen sowohl die Reproduzierbarkeit des Defektes als auch der Messungen.

Die beiden Messungen erfolgten an Haftstellen, die in zwei verschiedenen Siliciumstäben beobachtet wurden. Die Abbildung demonstriert sowohl die Übereinstimmung der bestimmten Haftstellenparameter (Energie, Einfangquerschnitt) in zwei verschieden gezogenen Kristallen als auch die hohe Reproduzierbarkeit der Messung. Die Computersimulation erfolgte für reine Elektronenemission, einem g-Faktor von 1 und unter der Annahme eines konstanten Einfangquerschnittes. Die Amplitudenänderung des DLTS-Maximums wird durch Variation der Meßempfindlichkeit verursacht, so daß in diesem Fall die Abhängigkeit des Maximums von der Temperatur nicht so genau bestimmt werden konnte, um nach Abschnitt 3.1.3 den Minoritätsträgereinfangquerschnitt zu berechnen.

5.3. Meßergebnisse an Kristallwachstumsdefekten

Um Zuordnungen von Mikrodefekten zu Haftstellen beobachten zu können wurden die Siliciumscheiben mit der Sirtl-Ätze /87, 88/ zur Erzeugung eines Abbildes der Defektverteilung behandelt. Auf der gleichen Scheibe wurde lateral eine Reihe von Meßkontakten aufgedampft. Die Position des Kontaktes kann so einer hohen oder niederen Dichte der Mikrodefekte bzw. Ätzgruben zugeordnet werden. Die Ergebnisse für das Fz-Material in dem A-swirl und B-swirl Defekte generiert wurden, sind in Abschnitt 5.3.1 und die für das Cz-Material im Abschnitt 5.3.2 gezeigt.

5.3.1 Zonengezogenes (Fz) Silicium (Material A)

Mit DDLTS gemessene Haftstellenspektren ($\tau_B=2.48$ ms) sind in Abb. 20 dargestellt (siehe auch Ref. /90/). Das räumliche Beobachtungsfenster variierte bei diesen Messungen zwischen $5\text{ }\mu\text{m}$ und $11\text{ }\mu\text{m}$ in der Tiefe. Das obere Spektrum, gemessen an Stab Nr. 1 zeigt drei verschiedene Haftstellen-niveaus. In der Messung an Stab Nr. 2 (geringer Zusatz von Wasserstoff) sind die drei Niveaus (E1, E2, E4) ebenfalls aufgelöst worden. Das zusätzlich gemessene Niveau E3 konnte nach Implantation und Diffusion von Wasserstoff nicht beobachtet werden.

Direkt auf die Sirtl-geätzte Oberfläche aufgedampfte Schottkykontakte haben schlechte Kontakteigenschaften. Das Meßsignal ist verringert und von Minoritätsträger-effekten am Kontakt (negatives Signal) überlagert. Dennoch können die drei Niveaus, die der ungeätzten Scheibe von Stab Nr. 1 entsprechen aufgelöst werden (punktierte Linie in Abb. 20, um Faktor 5 empfindlicher). Die mittels Computersimulation ermittelten Parameter der Haftstellen sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

	E_c-E_t : [eV]	$\sigma_n \cdot 10^{-16}$ [cm ²]
E1	0.49	6.6
E2	0.138	1.1
E3	0.110	11.
E4	0.068	4.6

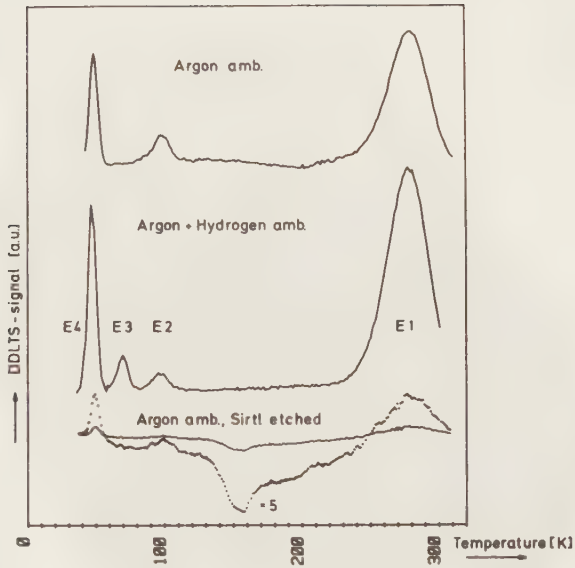


Abb. 20: DDLTS-Spektren von Fz-Silicium, das speziell für A-swirldefekte gezogen wurde ($\tau = 2.48$ ms). Im Ziehprozeß in einer Argonatmosphäre (oben) traten die gleichen Haftstellen (E1, E2, E4) wie in einer Argonatmosphäre mit geringem Zusatz an Wasserstoff auf (Mitte). Auch nach Strukturätzen der Scheibe konnten diese Niveaus noch aufgelöst werden (unten).

Die Ätzmuster der beiden Stäbe sind in den Abb. 21 und 22 gezeigt. Bei Stab Nr. 1 sind die Ätzgruben, die auf A-swirldefekte hinweisen, ringförmig über die ganze Scheibe verteilt. Bei Stab Nr. 2 sind die Ätzgruben hauptsächlich in der Scheibenmitte in hohen Konzentrationen anzutreffen. Ein breiter Rand scheint nahezu Defektfrei zu sein.

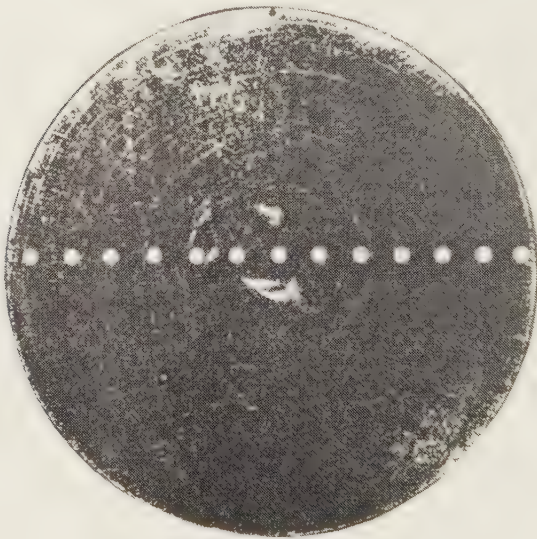


Abb. 21 Ätzmuster von Stab Nr. 1 (Argonatmosphäre) und Position der Schottky-Kontakte auf der Scheibe

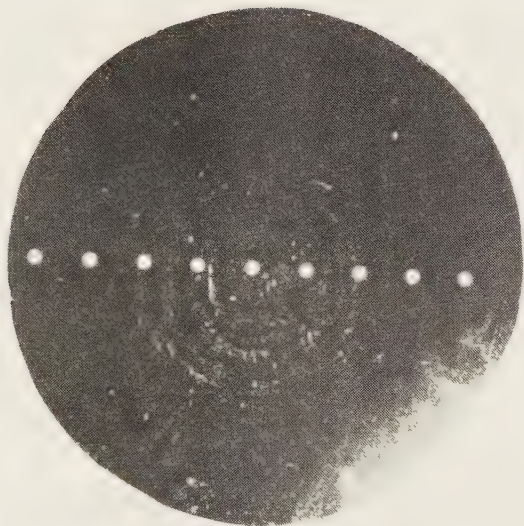


Abb. 22: Ätzmuster von Stab Nr. 2 (Argonatmosphäre mit geringem Zusatz von Wasserstoff). In einem breiten Rand der Scheibe wurden nur sehr wenig Ätzgruben aufgelöst.

Um festzustellen, ob A-swirldefekte selbst Haftstellen erzeugen, wurden bei Stab Nr. 1 die Schottkykontakte direkt auf die Struktur geätzte Oberfläche aufgedampft. Die A-swirldichte unter dem Kontakt konnte mit einem Lichtmikroskop abgeschätzt werden. Obwohl die Sirtlätze die Kontakteigenschaften beeinflusst, läßt sich eine relative Änderung der Haftstellenkonzentration beobachten.

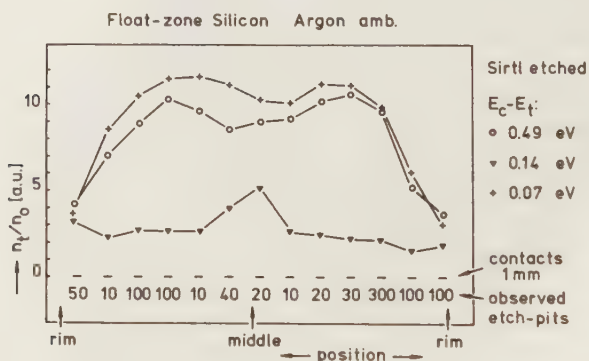


Abb. 23: Relative Trapkonzentration n_T/n_0 in Abhängigkeit der Position auf der Scheibe von Abb. 21. Die Positionen der Schottky-Kontakte sind durch die Striche markiert. Die Zahlen darunter deuten die abgeschätzte Dichte der Ätzgruben unter der Kontaktfläche an.

In Abb. 23 ist die relative Trapkonzentration bezüglich der Grunddotierung $N_D^*(x)$ als Funktion der Kontaktposition auf der Scheibe (siehe auch Abb. 21) aufgezeichnet. Die

Kontakte sind durch Striche markiert. Unter diesen Marken steht die Anzahl der für die Kontaktfläche abgeschätzten A-swirldefekte. Es kann keine Korrelation der Trapkonzentration mit der A-swirldichte direkt unter dem Kontakt festgestellt werden!

Die relative Trapkonzentration einer ungeätzten Scheibe, die direkt neben der in Abb. 21 dargestellten Scheibe aus dem Kristall geschnitten wurde, zeigt die gleiche Struktur wie die geätzte (Abb.24). Das Trapkonzentrationsprofil ist somit im gleichen Stab an zwei Scheiben reproduzierbar gemessen worden.

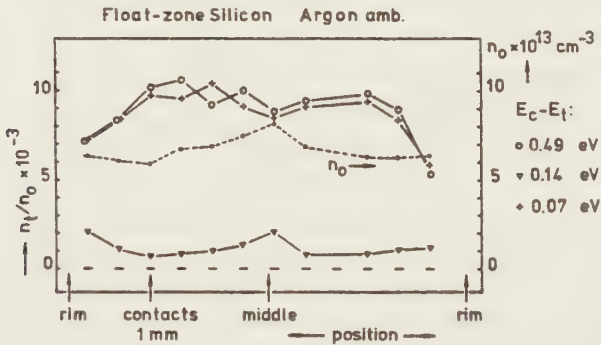


Abb. 24: Relative Trapkonzentration n_T/n_0 in Abhängigkeit der Position einer zu Abb. 21 benachbarten Scheibe, die zur Vermeidung von störenden Einflüssen der Ätze nicht sirtlgeätzt wurde. Das Trappprofil ist nahezu identisch zu Abb. 23 und demonstriert die Reproduzierbarkeit des lateralen Profiles. Die Dichte der Grunddotierung ist gestrichelt eingezeichnet.

Unter Berücksichtigung der Grunddotierung N_D^* , die aus CV-Abhängigkeiten bestimmt wurden (in Abb. 24 gestrichelt eingezeichnet) und nach Eichung der Apparatur jeweils bei der Temperatur des beobachteten DDLTS-Maximums, wurde ein laterales Trapkonzentrationsprofil an Stab Nr. 1 ermittelt, das in Abb. 25 gezeigt ist.

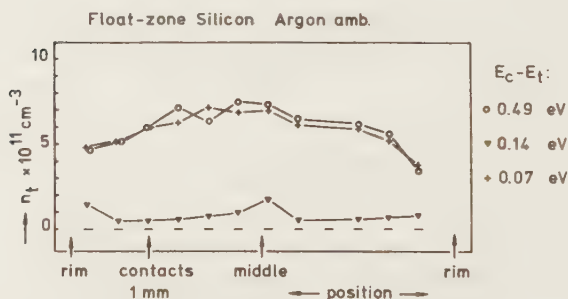


Abb.25: Laterales Konzentrationsprofil der Haftstellen an Stab Nr. 1 unter Berücksichtigung der in Abb. 24 gezeigten Grunddotierung. Das Profil der Niveaus bei $E_c - 0.49$ eV und $E_c - 0.07$ eV entspricht der Ausdiffusion eines Defektes.

Zwei Niveaus bei $E_c - 0.49$ eV (E1) und $E_c - 0.07$ eV (E4) treten bei allen Messungen mit nahezu gleicher Konzentration auf. In der Nähe des Scheibenrandes ist die Konzentration jeweils so reduziert, wie Sie der Ausdiffusion eines Defektes von Stabmitte zum Rand entspricht. Ein Niveau bei $E_c - 0.14$ eV (E2) zeigt reproduzierbar einen Anstieg der Konzentration in Scheibenmitte und am Rand.

Die Trapkonzentrationen von Stab Nr. 2 sind in Abb. 26 gezeigt. Die beiden Niveaus E1 und E4 erscheinen in dieser Messung

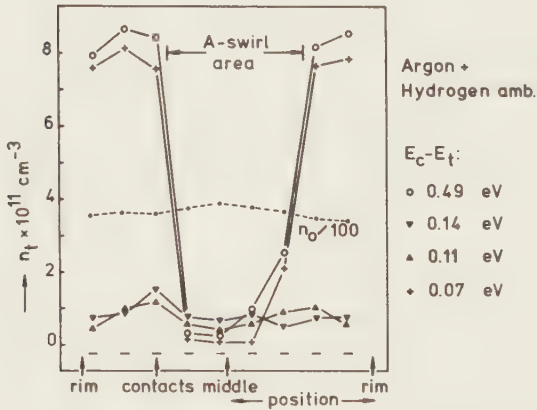


Abb. 26: Trapkonzentrationsprofil des Niveaus $E_c - 0.49\text{eV}$ in der Raumladungszone unterhalb des Meßkontaktes. Tief im Inneren des Halbleiters ist die Dichte nahezu konstant.

ebenso wie bei Stab Nr. 1 stets mit gleicher Konzentration. Auffällig ist das inverse Verhalten der Trapkonzentrationen der Niveaus E1 und E4 zur generellen A-swirldichte um den Meßkontakt. Im Zentrum der Scheibe, in dem eine sehr hohe A-swirldichte aufgelöst wurde, sinkt die Trapkonzentration dieser Niveaus unter 10^{10}cm^{-3} . Am Rande der Scheibe wird dagegen die höchste Trapkonzentration von ca. 10^{12}cm^{-3} beobachtet.

Die A-swirldichte direkt unter dem Kontakt hat ebenso wie bei Stab Nr. 1 keinen Einfluß auf die gemessene Trapkonzentration, sondern nur die Umgebung bis zu einem Abstand von 3-4mm. Das Niveau E2 verhält sich ähnlich wie in Stab Nr. 1 und ist völlig unbeeinflusst von der A-swirldichte. Das in Stab Nr. 2 zusätzliche Niveau E3 hat eine geringere Konzentration als E1 und E4. Im Gebiet hoher A-swirldichte und am Scheibenrand ist die Konzentration dieses Niveaus E3 etwas niedriger als im Gebiet geringer Defektdichte.

Die gestrichelt eingezeichnete effektive Dotierung N_D^* steigt in dem Bereich etwas an, in dem die Niveaus E_1 und E_4 verschwinden. Die Variationen der Dotierungskonzentration sind etwa in gleicher Größenordnung wie die der Trapkonzentration.

Eine Messung des Konzentrationsprofils in der Tiefe d.h. unter dem Meßkontakt ist für das Haftstellenniveau E_1 in Abb. 27 dargestellt. Bis auf die ersten beiden Meßpunkte wurde mit zunehmender Tiefe eine nahezu konstante Konzentration der Haftstellen in Stab Nr. 2 beobachtet.

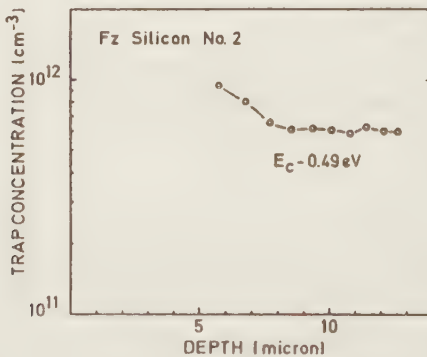


Abb. 27: Trapkonzentrationsprofil des Niveaus $E_c - 0.49\text{eV}$ in der Raumladungszone unterhalb des Meßkontaktes. Tief im Inneren des Halbleiters ist die Dichte nahezu konstant.

5.3.2 Czochralski gezogenes (Cz) Silicium (Material B)

An dieser Scheibe wurden mit Hilfe der Sirtl-Ätzung sehr viele Mikrodefekte beobachtet, die ringförmig angeordnet auf der gesamten Scheibe verteilt sind. Die Ringstrukturen liegen dicht zusammen. DDLTS-Spektren, aufgenommen an Schottkykontakten, die auf die ungeätzte Hälfte der Scheibe aufgebracht waren, sind in Abb. 28 in Abhängigkeit der Position auf der Scheibe gezeigt. Das in dem Bild gezeigte vorderste Spektrum wurde an dem Kontakt gemessen, der dem Scheibenrand am nächsten angeordnet ist. Dieses Spektrum zeigt keine Maxima. In den anderen Spektren, die an Kontakten mit einem Abstand von jeweils 1mm bis zur Scheibenmitte aufgenommen wurden, sind vier verschiedene Haftstellenniveaus zu sehen, die sich zum Teil untereinander überlagern.

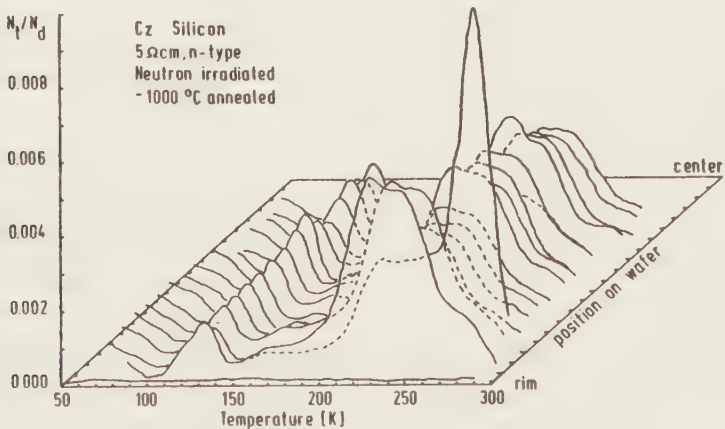


Abb. 28: Auftragung von DDLTS-Spektren, die an einer Neutronenbestrahlten Cz-Siliziumscheibe gemessen wurden ($\tau=2,48\text{ms}$), welche zum Ausheilen des Strahlenschadens bei $\sim 1000^\circ\text{C}$ getempert wurde.

Bei diesen Messungen ist die besonders hohe Konzentration eines Niveaus bei $\sim 280\text{K}$ im Spektrum bemerkenswert. Das Niveau entspricht dem Niveau E1 und wurde ebenfalls im Gebiet geringer Mikrodefektdichte beobachtet. Ein Niveau bei $\sim 125\text{K}$ im Spektrum zeigt bis auf den Randkontakt eine sehr geringe Variation der Konzentration. Die anderen Niveaus sind nicht weiter untersucht worden.

5.3.3 Temperverhalten von Haftstellen in Silicium das A-swirldefekte enthält

Randgebiet des Fz-Siliciumstabes Nr. 2 (Abb. 22):

Haftstellenspektren von Proben aus dem Randgebiet des Stabes Nr. 2 nach Temperungen bis zu 360°C sind in Abb. 29 dargestellt. Die beiden Niveaus E1 und E4 heilen gleichzeitig bis zu Temperaturen von 360°C aus. Die beiden Niveaus traten auch bei den lateralen Untersuchungen in stets gleicher Konzentration auf. Das Niveau E3 ist bei 175°C nahezu ausgeheilt, während das Niveau E2 bis 360°C keinen Einfluß durch die Temperung zeigt.

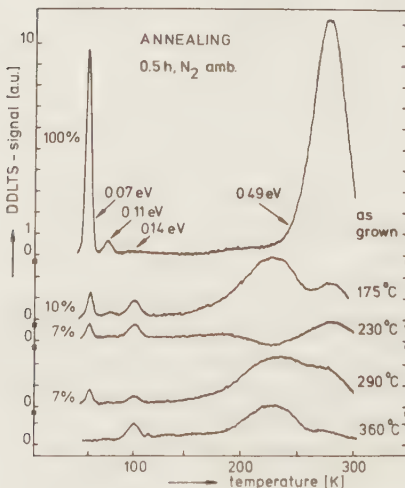


Abb.29: Einfluß der Temperung auf das Haftstellenspektrum, wie es im Randbereich des Stabes Nr. 2 (Abb.22) beobachtet wurde. Die beiden Niveaus $E_C - 0.49\text{eV}$ und $E_C - 0.07\text{eV}$ heilen simultan bis zu Temperaturen von 360°C aus.

Das zusätzliche Maximum bei ca. 230K im Spektrum war nicht reproduzierbar. Nach Wiederholungsmessungen innerhalb der ersten 5 Tage nach der Temperung wurde sowohl ein Anwachsen als auch ein Reduzierung der Amplitude dieses Maximums beobachtet. Ein Beispiel der Variationen ist in Abb. 30 gezeigt.

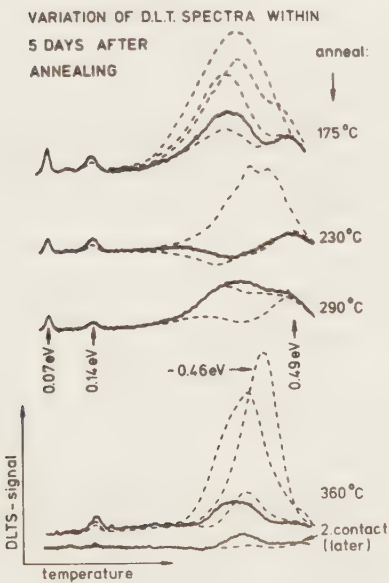


Abb. 30: Variationen der Haftstellenspektren von Abb. 29 innerhalb von 5 Tagen nach der Temperung. Jeweils die erste Messung ist mit durchgezogener Linie eingezeichnet.

Die Meßergebnisse für den Temperaturbereich bis 930°C sind in Abb. 31 dargestellt. Besonders auffällig sind die hohen Trapkonzentrationen der bei 430°C und 530°C getemperten Proben. Einzelne Maxima können nach 430°C Temperung nicht aufgelöst werden. Eine Wiederholung der Temperung führte

auf das gleiche Ergebnis. Die bei 530°C getemperte Probe hatte ein um den Faktor 10 Höheres Maximum als die übrigen Temperungen. Instabilitäten der Maxima wurden bei dieser und höheren Temperaturen nicht mehr beobachtet.

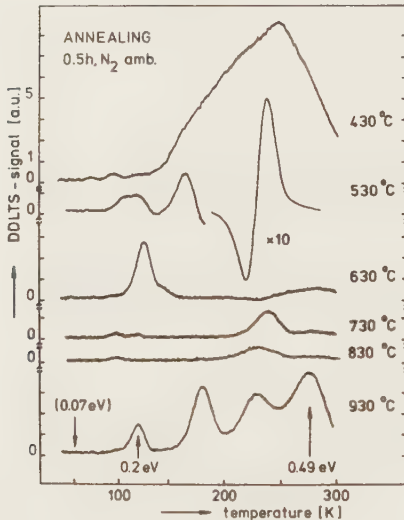


Abb. 31: Einfluß der Temperung (430°C-930°C) auf das Haftstellenspektrum des Randbereiches von Stab Nr. 2. Auffällig ist die hohe Konzentration nach 530°C Temperung und die besonders geringe Konzentration nach 830°C Temperung.

Im Bereich zwischen 500 und 700°C und bei 900°C ist ein neues Niveau bei 125K im Spektrum aufgetreten (siehe auch Abschnitt 5.3.2 und 5.5). Die Energie liegt bei $E_c - 0.2\text{eV}$, der Einfangquerschnitt bei $1.7 \cdot 10^{-15} \text{cm}^2$.

Die geringste Haftstellenkonzentration wurde bei einer Temperung von 830°C festgestellt. Bei 930°C Temperung stieg sowohl die Konzentration als auch die Zahl unterschiedlicher Haftstellen wieder an. Ein Maximum bei der Position des Niveaus E_1 ist nach diesem Hochtemperaturprozeß erneut aufgetreten, jedoch nicht das mit diesem stets verkoppelte Niveau E_4 .

Zentrum des Fz-Siliciumstabes Nr. 2 (Abb. 22):

Für einen Vergleich des Einflusses verschieden hoher Mikrodefektdichten auf das Temperverhalten sind in Abb. 32 Haftstellenspektren zusammengestellt. Die obersten beiden Spektren wurden an den ungetemperten Probenstücken jeweils aus Gebieten von hoher und niedriger A-swirldichte aufgenommen. Im Gebiet hoher Defektdichte wurden die geringsten Trapkonzentrationen beobachtet. Nach einer Temperung bei 830°C, wird das umgekehrte Verhalten gemessen: Im Gebiet hoher Defektdichte wird ein Niveau nahe E_i mit der größten Konzentration aufgelöst. Die ermittelten Haftstellenparameter sind $E_c = 0.49 \text{ eV}$, $\sigma_n = 2.0 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, allerdings ließ sich der gesamte Kurvenverlauf bis auf die Maxima nur schlecht mit der Computersimulation anpassen (siehe auch Abb. 52).

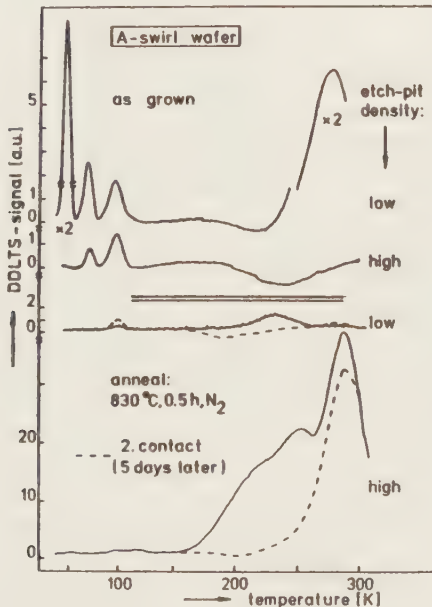


Abb. 32: Vergleich der Haftstellenspektren des Stabes Nr. 2 aus dem Gebiet hoher Ätzpunktdichte mit dem Randbereich geringer Ätzpunktdichte im ungetemperten Zustand der Scheibe (oben) und nach Temperung bei 830°C (unten).

5.4 Haftstellen von bei Raumtemperatur erzeugten Eigendefekten

5.4.1 Bestrahlung mit Elektronen

Um bestrahlungsinduzierte Haftstellen der Eigendefekte von Haftstellen durch bereits im unbestrahlten Material vorhandene Defekte aus Fremdatomen zu unterscheiden, genügt es die Position der Maxima im Spektrum als Funktion der Bestrahlungsparameter und der Temperatur zu beobachten. Beispiele des Einflusses der Elektronenbestrahlung auf Haftstellenspektren sind in den folgenden Abbildungen demonstriert. Siehe auch Ref. /79/.

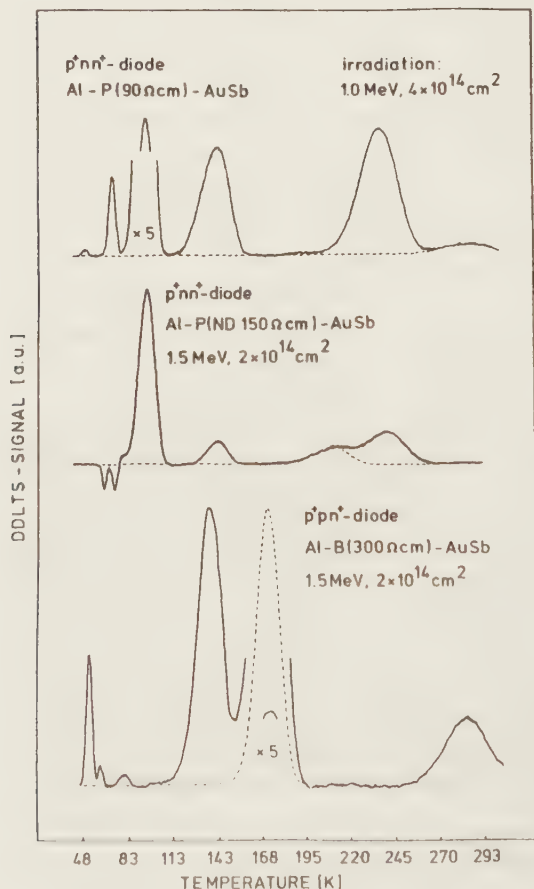


Abb.33:
Haftstellenspektren
verschiedener Dioden
nach Bestrahlung mit
Elektronen. Die unbe-
strahlte Diode ist
jeweils gestrichelt
eingezeichnet
($\tau=1.44\text{ms}$).

In Abb. 33 ist das Spektrum der jeweils unbestrahlten Referenzprobe gestrichelt eingezeichnet. Die beiden oberen Spektren zeigen deutliche bestrahlungsinduzierte Maxima bei 240K, 143K, 95K und 75K. Bei der hochohmigen, gering mit Bor dotierten Probe (unteres Spektrum) wurden nach der Bestrahlung Niveaus bei 280K und 50K im Spektrum aufgelöst. Die Positionen der Maxima im Spektrum entsprechen den bei den Kristallwachstumsdefekten beobachteten Niveaus E1 und E4. Drei weitere bestrahlungsinduzierte Niveaus sind im Spektrum bei 135K, 80K und 60K.

In Abb. 34 ist das Beispiel einer Probe gezeigt, die im unbestrahlten Zustand bereits sehr viele Haftstellen hat. Die Diode wurde durch Ga-Diffusion in neutronentransmutiertes Silicium hergestellt. Die Bestrahlung erfolgte mit einer Energie von 1.5 MeV. Es sind nur zwei Niveaus bei 213K und 95K im Spektrum eindeutig von der Bestrahlungsdosis abhängig.

Das Ausheilverhalten der bestrahlungsinduzierten Niveaus ist in Abb. 35 am Beispiel einer Diode gezeigt, die aus konventionell mit Phosphor dotiertem Silicium hergestellt wurde. Die Bestrahlung erfolgte mit einer Energie von 1.5 MeV und einer Dosis von $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Bis zu Temperaturen von 250°C ist selbst nach einer Temperzeit von 96 Stunden keine starke Änderung des Spektrums festzustellen. Nach einer Temperung von 1/2 Std. bei 450°C ist das Niveau bei 95K im Spektrum ausgeheilt, das bei 213K im Spektrum zeigt eine leichte Verschiebung des Maximums zu 233K.

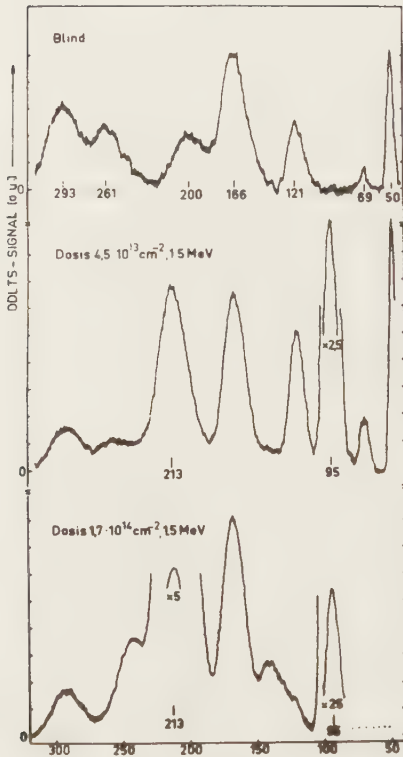


Abb.34: Einfluß der Elektronenbestrahlung in Abhängigkeit der Bestrahlungsdosis auf das Haftstellenspektrum einer Diode, die im unbestrahlten Zustand (Blindprobe oben) viele Haftstellen enthält. Zwei Maxima bei 213K und 95K im Spektrum wurden durch die Bestrahlung zusätzlich erzeugt ($\tau=1.44\text{ms}$)

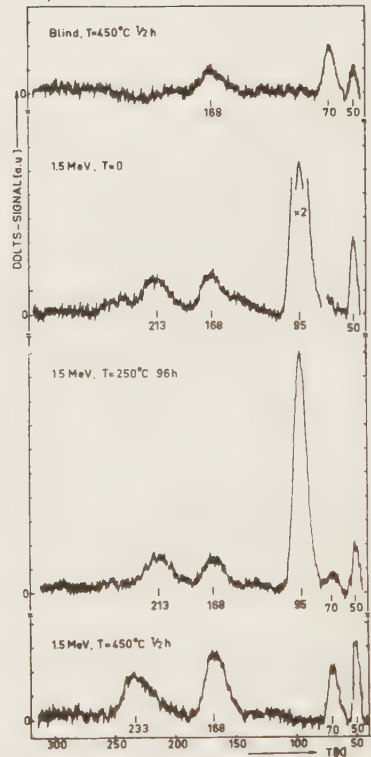


Abb.35: Einfluß der Temperatur auf das Haftstellenspektrum elektronenbestrahlter pn-Dioden. Die Haftstellen der getemperten aber unbestrahlten Diode (oben) werden weder durch Temperung noch durch die Bestrahlung beeinflusst. Das durch die Bestrahlung bei 1.5MeV mit einer Dosis von $2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$ erzeugte Niveau bei 95K im Spektrum ist nach Temperung bei 450 °C ausgeheilt ($\tau=1.44\text{ms}$)

An Schottkydioden die aus elektronenbestrahlten und bei 450°C getemperten Silicium hergestellt wurden, wurde ein bestrahlungsinduziertes Niveau bei 118K im Spektrum gemessen. Die Bestrahlungsabhängigkeit ist in Abb. 36 als Funktion der Bestrahlungsenergie bei einer Dosis von $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ dargestellt.

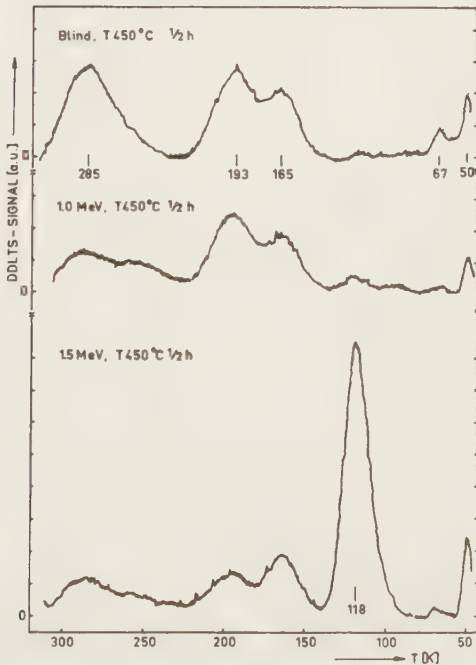


Abb. 36: Haftstellen-spektren von n-Typ Schottkykontakten, die aus elektronenbestrahlten pnp-Strukturen herauspräpariert und bei 450°C getempert wurden. In Abhängigkeit der Bestrahlungsenergie wurde bei einer Dosis von $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ein Niveau bei 118K im Spektrum aufgelöst. ($\tau=1.44\text{ms}$)

5.4.2 Bestrahlung mit Neutronen

Nach Neutronenbestrahlung und Temperung über 800°C werden verschiedene Haftstellenniveaus gemessen, die jedoch nicht alle durch die Bestrahlung induziert werden. Haftstellenspektren verschiedener unbestrahlter Siliciumkristalle vor und nach einem Hochtemperaturprozeß sind in den Abb. 37 und 38 gezeigt. Siehe auch Ref. /79,106/.

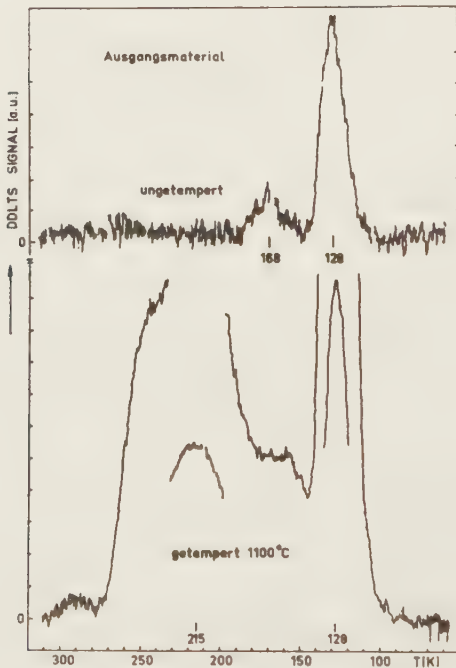


Abb. 37: Einfluß eines firmenspezifischen Hochtemperaturprozesses ($\sim 1100^{\circ}\text{C}$, 4h) auf das Haftstellenspektrum einer hochohmigen n-Typ Siliciumscheibe ($\tau=1.44\text{ms}$)

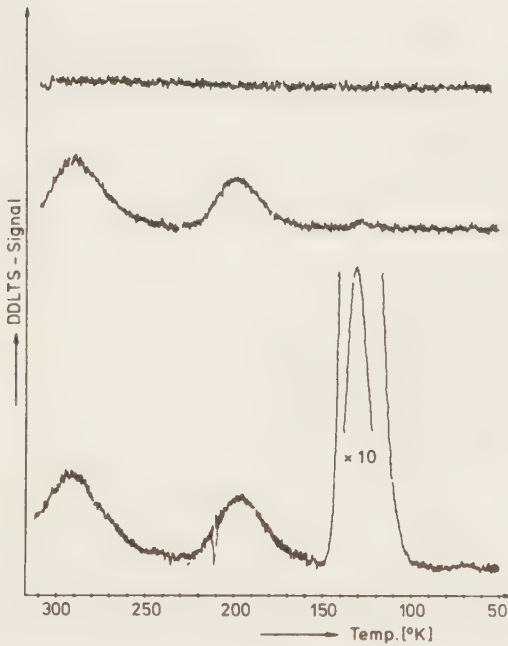


Abb. 38: DDLTS-Trapspektren gemessen an Schottkykontakten nach verschiedenen Prozessschritten einer Firma ($\tau=1.44\text{ms}$). Oben: Unbehandelt
Mitte: Temperung bei $\sim 1200^\circ\text{C}$
Unten: Neutronenbestrahlung (hoher Anteil thermischer Neutronen) und Temperung bei 1200°C .

Durch die Temperung bei 1100°C bzw. 1200°C werden zusätzliche Haftstellenniveaus erzeugt, die in unterschiedlichen Ausgangsmaterialien und Temperöfen voneinander verschieden sind. Wie aus Abb. 38 ersichtlich ist, wurde durch die Neutronenbestrahlung nur ein zusätzliches Niveau bei $\sim 125\text{K}$ im Spektrum

generiert. Die anderen Niveaus sind, da sie nicht reproduzierbar erzeugt werden, nicht weiter untersucht worden. Innerhalb einer Scheibe wurden zum Teil hohe Konzentrationschwankungen dieser Niveaus beobachtet, während das Niveau bei $\sim 125\text{K}$ nur eine geringe Konzentrationsänderung aufweist (Abb.39). Die Temperung des ganzen Kristalls hat im Vergleich zur Nachtemperung der aus dem Kristall herausgesägten Scheibe keinen Einfluß auf das Niveau bei $\sim 125\text{K}$ (Abb.40)

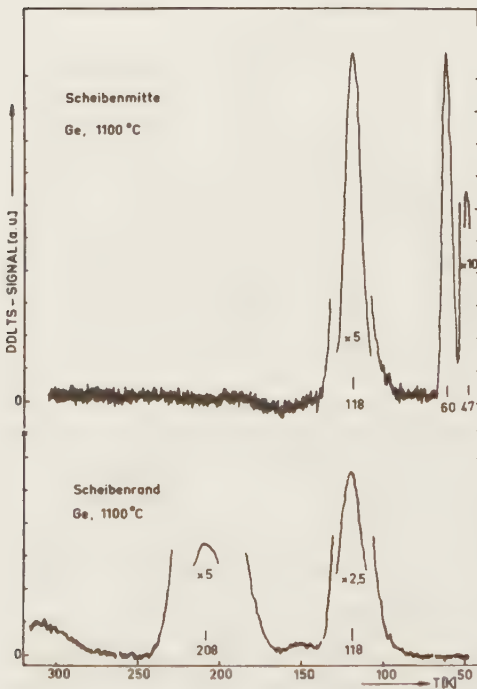


Abb. 39: Einfluß der Position des Meßkontaktes auf der Scheibe auf das Haftstellenspektrum nach Neutronenbestrahlung und Temperung bei 1100°C ($\tau=1.44\text{ms}$)

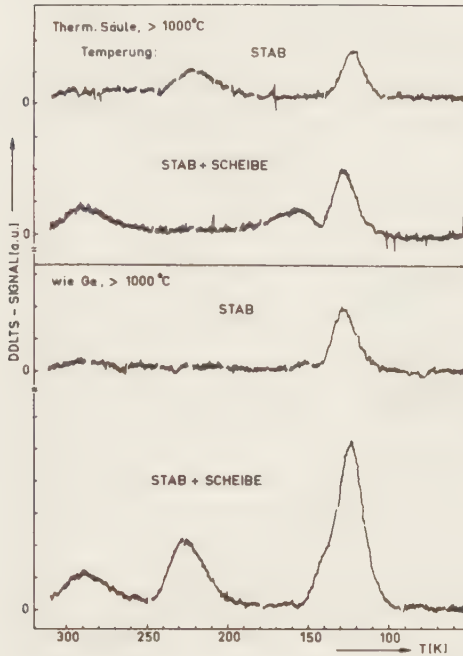


Abb.40: Einfluß einer firmenspezifischen Scheibennachtemperatur ($\tau > 1000^\circ\text{C}$) auf Haftstellenspektren ($\tau = 1.44\text{ms}$)
oben: Bestrahlung mit geringem Anteil schneller Neutronen
unten: Bestrahlung mit hohem Anteil schneller Neutronen

Das Ausheilen des Strahlenschadens und die Meßbarkeit der Niveaus bei $\sim 125\text{K}$ hängt sowohl vom Verhältnis schneller zu langsamer Neutronen während der Bestrahlung ab, als auch von der Temperatur der Nachbehandlung. Das Niveau wurde in diesen Proben in der Regel nach Temperungen über 1000°C beobachtet. Siehe auch Ref. /79/. Beispiele sind in den Abb. 41 und 42 demonstriert. "Ka, therm. Säule" bedeutet einen geringen Anteil schneller Neutronen während der Bestrahlung (ca. 1:1000) und "Ge" einen hohen Anteil schneller Neutronen (ca. 1:1).

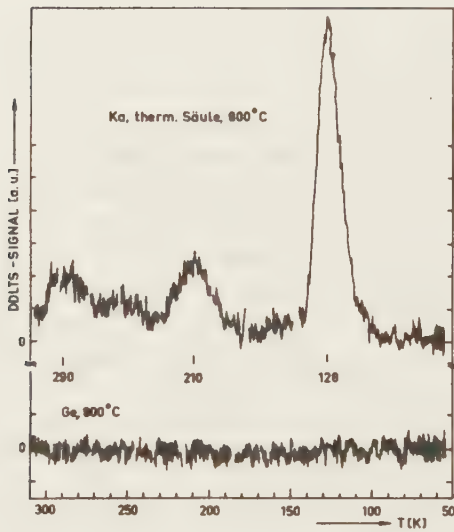


Abb. 41: Vergleich von Haftstellenspektren nach Neutronenbestrahlung in verschiedenen Reaktoren und Temperung bei 800°C ($\tau = 1.44\text{ms}$)

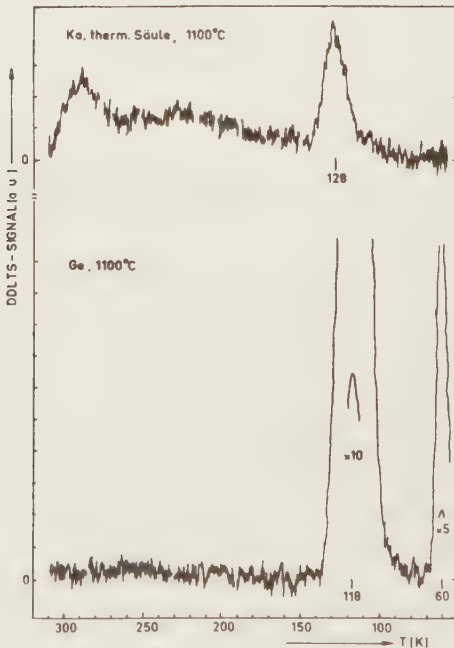


Abb. 42: Vergleich von Haftstellenspektren nach Neutronenbestrahlung in verschiedenen Reaktoren und Temperung bei 1100°C ($\tau = 1.44\text{ms}$)

Das Niveau bei ~125K zeigt eine von der Bestrahlung abhängige Variation der Position im DLTS-Spektrum. Die energetisch tiefer liegende Variation des Niveaus wurde meist in den Proben gefunden, die mit einem höheren Anteil an schnellen Neutronen bestrahlt wurden. Die gemessenen Werte sind:

$$\begin{array}{ll} E_C - 0.20 \text{ eV} & \sigma_n = 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{ (T=118K)} \\ \text{bzw.} & \\ E_C - 0.22 \text{ eV} & \sigma_n = 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{ (T=128K)} \end{array}$$

Es wurde beobachtet /79/, daß sich die Konzentration dieses Niveaus durch Aufbringen geeigneter Getterschichten auf der Probenoberseite vor dem Hochtemperaturprozeß stark reduziert.

Ferner wurde nach einer saueren Reinigung vor dem Hochtemperaturprozeß eine geringere Konzentration des betrachteten Niveaus als bei einer alkalischen Reinigung gefunden.

5.4.3 Selbstimplantation und Lasertemperung

Der Unterschied im Haftstellenspektrum bei reiner Laseraufschmelzung bis zu einer Tiefe von ca. $0.3 \mu\text{m}$ (entspricht $\sim 10 \text{ Jcm}^2$ eingestrahelter Energie /107/) und vorher erfolgter Selbstimplantation in eine Tiefe von ca. $0.48 \mu\text{m}$ (entspricht einer Implantationsenergie von 300 keV /117/) ist in Abb. 43 für das Czochralski-Material gezeigt. Das Implantationsmaximum ist in diesem Fall außerhalb des aufgeschmolzenen Bereiches. Im obersten Spektrum (reine Laserbestrahlung) sind drei dicht zusammenliegende Haftstellenniveaus bei ~102K, 90K, 75K ($\tau_b = 2.48 \text{ ms}$) aufgelöst worden.

An einem Kontakt, der genau auf den Rand des implantierten Gebietes aufgebracht wurde, sind deutlich mehrere zusätzliche Niveaus bei 240K, 180K, 160K und 140K erkennbar

(mittleres Spektrum). Das Niveau bei 102K ist in der Konzentration angestiegen. Einige dieser Niveaus wurden bereits im Strahlenschaden der Elektronenbestrahlung beobachtet.

Am Kontakt der vollständig im implantierten Bereich liegt, (unteres Spektrum) wird ein höherer Einfluß der Implantation am Gesamtspektrum erwartet als nur am Randpunkt. Als zusätzliche Niveaus wurden Maxima bei ~270K und 120 K erzeugt. Das Maximum bei 180 K ist in der Konzentration angestiegen.

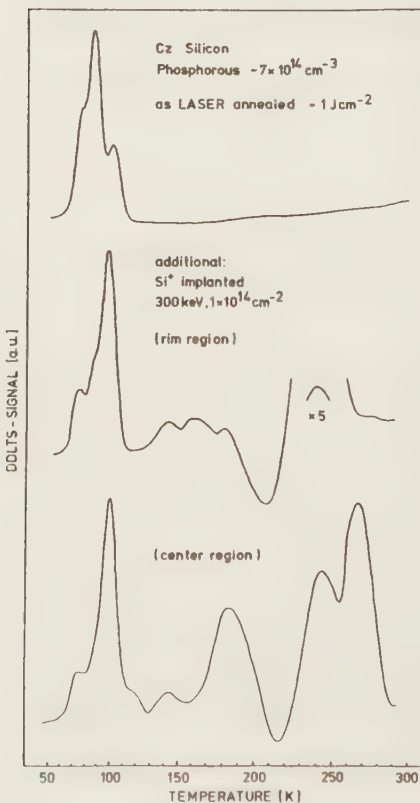


Abb. 43: Haftstellenspektren, gemessen an Cz-Silicium nach Laserbestrahlung und Selbstimplantation ($\tau=2.48\text{ms}$). Oben: reine Lasertemperatur. Mitte: Übergangsbereich zwischen Implantiertem und nicht implantiertem Gebiet auf der Scheibe nach Lasertemperatur. Unten: Zentrum des implantierten Bereiches nach Lasertemperatur. Bei ~270K im Spektrum wurde in diesem Bereich ein Niveau hoher Konzentration aufgelöst.

Den Einfluß durch das Ausgangsmaterial verdeutlicht ein Vergleichsexperiment am anderen Material. Das Haftstellenspektrum der Epitaxie-Scheibe nach Implantation und Lasertemperung ist in Abb. 44 gezeigt. In Übereinstimmung mit den Messungen an Cz-Silicium werden Maxima bei 240K, 140K und 102K beobachtet. Im Maximum bei 240K sind zwei verschiedene Niveaus enthalten, wie sich aus Messungen bei langsameren Zeitkonstanten $\tau_{\text{beob.}} = 24.8 \text{ ms}$ gezeigt hat.

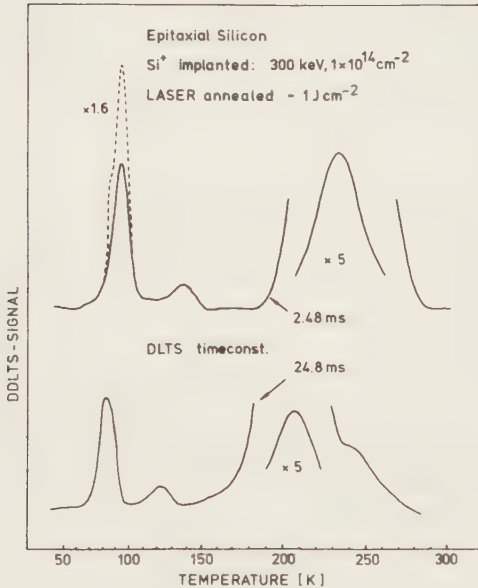


Abb.44: Haftstellenspektren, gemessen an epitaktisch gewachsenem Silicium nach Selbstimplantation und Lasertemperung. Das Maximum bei $\sim 100\text{K}$ ist aus zwei Niveaus zusammengesetzt (schmale Struktur) (oben) ebenso wie das bei $\sim 240\text{K}$, wie sich aus einer Messung mit größerer Beobachtungszeitkonstante (24.8ms) zeigt (unten).

Das durch die Implantation erzeugte und schlecht aufzulösende Niveau bei 270K entspricht bei manchen Kontakten den Werten des Niveaus E1. Die erwarteten Positionen der Maxima des Niveaus E1 bei Messungen mit verschiedenen Zeit-

konstanten sind in Abb. 45 durch einen Pfeil gekennzeichnet. Bei Messungen an Cz-Silicium sind genau an diesen Stellen schwache Maxima erkennbar. Dieses Maximum verschiebt sich aber im Spektrum bei verschiedenen Kontaktpunkten auf der Probe (Abb. 46). Außerdem wurde an diesem Niveau eine elektrische Feldabhängigkeit mit DDLTS beobachtet (Abb. 47).

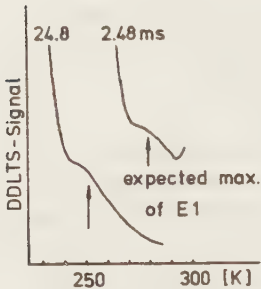


Abb. 45:

Ausschnitte aus Haftstellenspektren verschiedener Beobachtungszeitkonstanten nach Selbstimplantation und Laserbestrahlung in Cz-Silicium. Die Positionen der Maxima des Niveaus E_1 ($E_C - 0.49\text{eV}$) der A-swirl-haltigen Proben sind durch einen Pfeil markiert.

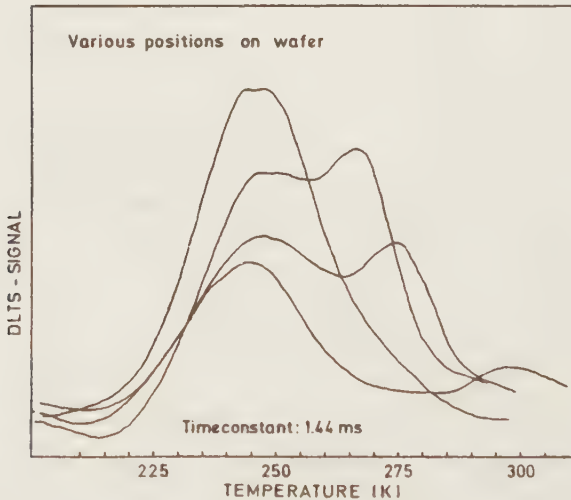


Abb. 46: Einfluß der Position des Meßkontaktes auf der Scheibe auf das in Abb. 43 unten gezeigte Spektrum. Das Niveau bei 240 K im Spektrum bleibt unverändert, während sich das bei höheren Temperaturen erscheinende Maximum in seiner Lage verändert.

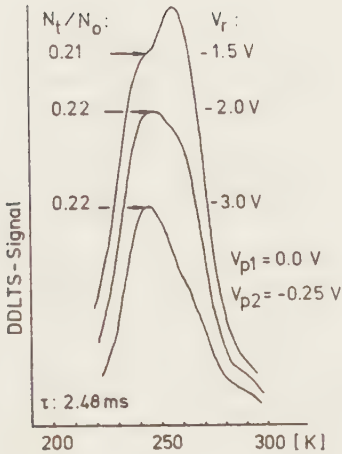


Abb. 47: Einfluß des elektrischen Feldes auf den Emissionsprozeß eines Niveaus bei ~260K im Spektrum. Mit DDLTS wurden stets die gleichen Haftstellen besetzt (V_{p1} , V_{p2} unverändert), die Emission der Ladungen jedoch in Abhängigkeit der angelegten Sperrspannung V_r gemessen. Das Maximum bei 240K im Spektrum ist unverändert. Das Maximum bei 260 K verringert sich mit zunehmender Sperrspannung.

Für die Niveaus bei 240K, 102K und 75K wurden folgende Haftstellenparameter ermittelt:

$E_C - 0.44 \text{ eV}$	$\sigma_n = 2.6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	($T = 240\text{K}$)
$E_C - 0.14 \text{ eV}$	$\sigma_n = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	($T = 102\text{K}$)
$E_C - 0.11 \text{ eV}$	$\sigma_n = 1.1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	($T = 75\text{K}$)

Die anderen Maxima konnten wegen des Einflusses benachbarter Niveaus für eine Auswertung nicht zufriedenstellend mit der Computersimulation angepaßt werden.

Mit dem räumlichen Beobachtungsfenster von DDLTS wurden in verschiedenen Tiefen unter dem Kontakt Haftstellenspektren zur Konzentrationsbestimmung aufgenommen (Abb. 48). Das Beobachtungsfenster reicht nicht so dicht an die Oberfläche, daß das Implantationsmaximum oder das Aufschmelzgebiet innerhalb des Beobachtungsfensters liegt. Es kann daher nur eine Verringerung der Defektdichte mit zunehmender Tiefe beobachtet werden. Während das flachere Niveau bei 102K sehr weit in die Tiefe hineinreicht, verringert sich das Niveau bei 240K innerhalb der Raumladungszone sehr stark um mehr

als Faktor 10.

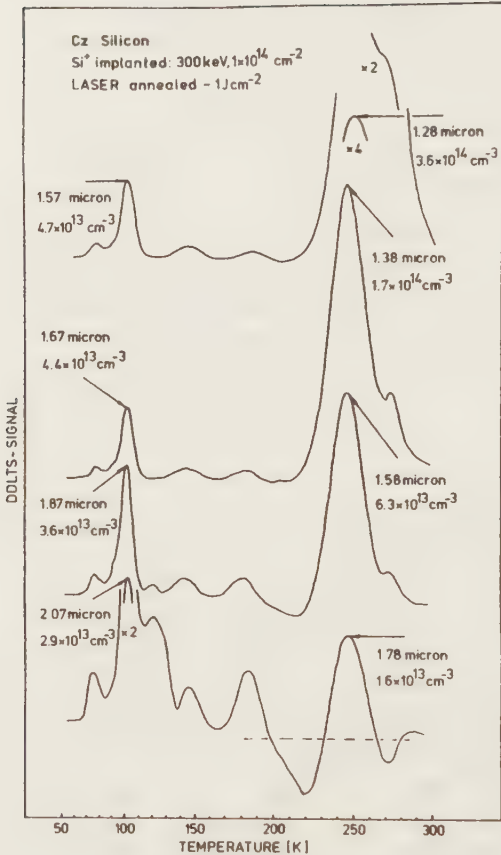


Abb.48: Haftstellen-spektren mit DDLTS in verschiedenen Raumladungstiefen aufgenommen. Die Konzentration der Niveaus bei $\sim 100\text{K}$ im Spektrum verringert sich im Vergleich zu dem bei $\sim 240\text{K}$ nur langsam mit zunehmender Raumladungstiefe.

5.5. Haftstellen erzeugt durch Oxidation und Temperung

Das CC-DLTS Spektrum ($\tau_{\text{beob.}} = 14.4\text{ms}$) der rein oxidierten Probe ist in Abb. 49 aufgezeichnet worden. In der Nähe der Leitungsbandkante (tiefe Meßtemperaturen) wurden Zustandsdichten von $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ beobachtet, die sich mit zunehmender energetischer Tiefe verringern. Nach Messungen mit

verschiedenen Oberflächenpotentialen bleiben je nach Position des Fermineiveaus an der Grenzfläche die Zustände in der Bandmitte unbeobachtet.

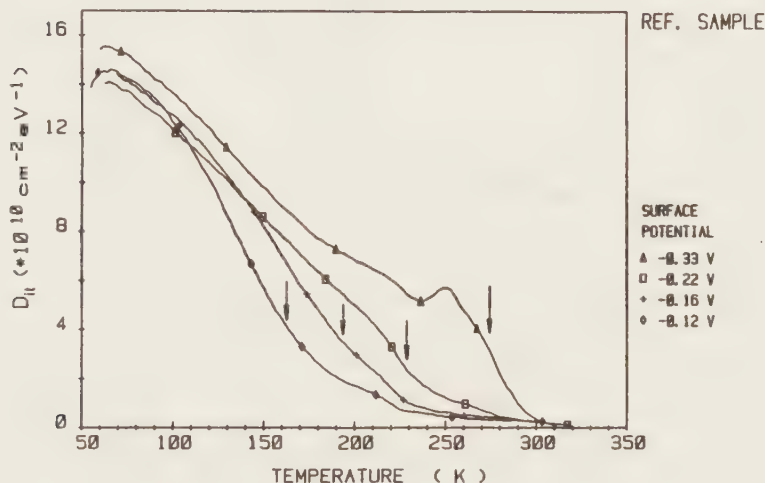


Abb. 49: CC-DLTS Spektren der Grenzflächenzustandsdichte einer MOS-Struktur (14.4 ms). Bei zu klein eingestelltem Oberflächenpotential können Zustände aus der Nähe der Bandmitte nicht mehr beobachtet werden.

Bei einer Nachtemperung der oxidierten Scheibe mit 900°C veränderte sich das Spektrum der Grenzflächenzustände, wodurch sich in der Nähe der Leitungsbandkante die Zustandsdichte verringert hat und nahezu energieunabhängig wurde. In Bandmitte sind zwei Haftstellenniveaus mit hoher Konzentration erzeugt worden (Abb. 50). Die Haftstellenparameter betragen für diese Maxima /119/:

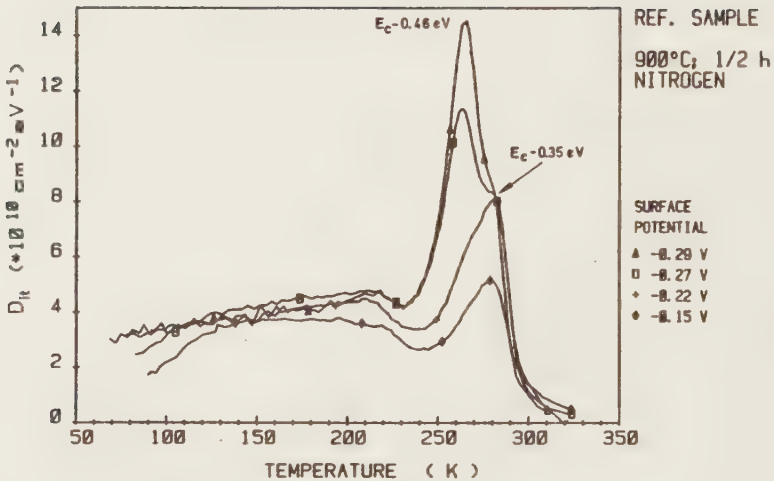


Abb. 50: CC-DLTS Spektren einer bei 900°C, 1/2h in N₂ nachgetemperten MOS-Struktur, die aus der gleichen Scheibe wie die in Abb. 49 verwendete Probe geschnitten wurde (14.4 ms).

$$E_c - 0.46 \text{ eV} \quad \sigma_n = 9.3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$$

$$E_c - 0.35 \text{ eV} \quad \sigma_n = 3.0 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$$

Die Genauigkeit der Haftstellenparameter ist wegen des gegenseitigen Einflusses der beiden Niveaus, der Verwendung einer Arrheniusauswertung und möglicher Minoritätsträgereffekte mit einem größeren Fehler behaftet (~0.03 eV) als die Auswertungen an den Schottky-Dioden.

Aufgrund des sehr kleinen Einfangquerschnittes des Niveaus bei $E_c - 0.35$ eV ist das Maximum im Spektrum bei höheren Temperaturen zu finden als das des tieferen Niveaus bei $E_c - 0.46$ eV. Durch Variation des Oberflächenpotentials kann das tiefere Niveau aus den Spektren eliminiert werden, während das flachere Niveau noch sichtbar bleibt.

6. Zuordnung der Haftstellen zu Defekten in Silicium

Die Identifizierung von Haftstellen mit einem spezifischen Defekt ist sehr schwierig und gelingt erst mit zusätzlichen Informationen aus anderen Untersuchungsmethoden wie z.B. Elektronenspinresonanz und Transmissionselektronenmikroskopie. Die Informationen können mit dem beobachteten Verhalten der Haftstellen im Kristallwachstum, bei Temperungen, Bestrahlungen und Oxidation verglichen und zur Identifizierung genutzt werden. Die beobachteten Haftstellenniveaus werden in den folgenden Abschnitten zusammengestellt und mit Ergebnissen aus der Literatur diskutiert.

6.1. Zusammenstellung der gemessenen Haftstellenniveaus und Vergleich mit DLTS-Ergebnissen aus der Literatur

6.1.1. Haftstellen der Kristallherstellung

Niveaus E1 und E4:

$$E1: E_c - 0.49 \text{ eV} \quad \sigma_n = 6.6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$E4: E_c - 0.07 \text{ eV} \quad \sigma_n = 4.6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Da die Niveaus E1 und E4 in den Stäben, die speziell für A-swirl und B-swirl Defekte gezogen wurden, stets in gleicher Konzentration und lateraler Verteilung auftraten (Abb. 23-26) und nach Temperungen gleiche Konzentrationserniedrigungen beobachtet wurden (Abb. 29), sind beide Niveaus vermutlich dem gleichen Defekt zuzuordnen. Die lateralen Verteilungen der Haftstellen auf der Scheibe lassen auf einen Defekt schließen, der mit dem Wachstumsprozeß des Kristalls gekoppelt ist. Im Gebiet hoher Konzentration dieser Haftstellen wurde mit CV-Messungen eine geringere Donatorkonzentration gemessen (Abb. 26), die in Verbindung mit den kleinen Einfangquerschnitten für Elektronen einen Akzeptorcharakter der Haftstellen vermuten lassen.

In sehr geringer Konzentration konnten diese beiden Niveaus durch Elektronenbestrahlung von hochohmigen Phosphordotiertem Silicium ($90\Omega\text{cm}$) und in höherer Konzentration in sehr hochohmigen, leicht Bor dotiertem Silicium ($300\Omega\text{cm}$) erzeugt werden (Abb. 33). Für den zweiten Fall wird im Abschnitt 6.1.2 diskutiert, ob sich die Aktivierungsenergie auf die Leitungs- oder Valenzbandkante bezieht. Beide Ergebnisse weisen auf Eigendefekte hin.

Das Niveau E1 konnte auch in Cz-Silicium mit starken Konzentrationsschwankungen beobachtet werden (Abb. 28). In Analogie zum Fz-Silicium wurde die höchste Konzentration bei der geringsten Ätzipunkt-Dichte festgestellt. Da die Probe schon bei 60-70 K ausfriert, war das Niveau E4 in diesem Fall nicht meßbar.

Die Messungen sind in Übereinstimmung mit lateralen Untersuchungen von Si-Ausgangsmaterial für CCD Bildaufnahmedetektoren wobei Inhomogenitäten von Trapzentren bei $E_c - 0.23$ eV und $E_c - 0.45$ bis $E_c - 0.65$ eV festgestellt wurden /121/. Ein flaches Niveau, das dem Niveau E4 entspricht, wurde nicht beobachtet. Da die niedrigste Meßtemperatur 80K betrug, lag dieses Niveau außerhalb des Meßbereichs. Nach Temperbehandlung stieg die Konzentration der tiefen Niveaus an und beeinträchtigte die Lebensdauer. Dies ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen in Abb. 49. Eine Identifizierung der Niveaus wurde nicht angegeben. Eine mögliche Deutung wird in Abschnitt 6.2 diskutiert.

Niveau E2

$$E2: E_c - 0.14 \text{ eV}$$

$$\sigma_n = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Das Niveau wurde in beiden Fz-Stäben aufgelöst, wobei die Konzentration in Scheibenmitte und am Rand erhöht ist. Nach Temperungen über 500°C verschwindet dieses Niveau im Spektrum. Durch Laserbestrahlung an Laboratmosphäre kann es in Cz und Epitaxie-Material generiert werden (Abb. 43,44).

Die Haftstellenparameter sowie das Temperverhalten sind innerhalb der Meßgenauigkeit in Übereinstimmung mit einem Niveau $E_c - 0.15$ eV, $\sigma_n = 210^{-16} \text{ cm}^2$, das an Neutronendotiertem Material gefunden wurde /82,104/. Es wurde vermutet, daß der Defekt mit Sauerstoff in Zusammenhang steht.

Für eine Zuordnung der Haftstelle zu einem Defekt in

Zusammenhang mit Sauerstoff spricht der Konzentrationsanstieg im Inneren des Stabes (im Ausgangsmaterial vorhanden) und der Anstieg am Stabrand (Eindiffusion aus der Atmosphäre) Abb. 24-26. Mit Hilfe elektrischer Messungen und Infrarotspektroskopie wurden thermischen Sauerstoffdonatoren Energieniveaus bei $E_C - 0.065$ eV und $E_C - 0.14$ eV zugeordnet /122/. Das zweite Niveau ist in Übereinstimmung mit E2.

Niveau E3

$$E3: E_C - 0.11 \text{ eV} \quad \sigma_n = 1.1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$$

Das Niveau E3 wurde nur an dem Fz-Stab Nr.2 beobachtet, der unter einem geringen Zusatz von Wasserstoff gezogen wurde. Durch gezielte Eindiffusion von Wasserstoff wurde dieses Niveau bisher nicht erzeugt. Es handelt sich vermutlich um eine Restverunreinigung im Kristall, die bei Temperaturen bis zu 150°C ausheilt. Bei Raumtemperatur kann es durch Elektronenbestrahlung (Abb. 33) und Laserbestrahlung (Abb. 43) generiert werden.

In Gebieten hoher A-swirl-Defektdichten und am Rande ist die Konzentration reduziert (Abb. 25). Dies Verhalten kann durch den Einbau des Defektes in A-swirls und einer Ausdiffusion zur Kristalloberfläche erklärt werden.

Als Restverunreinigung in Kristallen /81/ und zur Bildung von A-swirl-Defekten /123,124/ spielt Kohlenstoff, der Eigenzwischengittersilicium $Si(i)$ anlagern kann /152/, eine bedeutende Rolle. In guter Übereinstimmung innerhalb der Meßgenauigkeit von ~20 meV mit Niveau E3 wurde aus Strahlenschadenexperimenten ein Niveau bei

$E_c - 0.12 \text{ eV}$ ($T_{\max} = 65\text{K}, \tau_B = 6\text{ms}$), das bei ca. 50°C ausheilt, dem Kohlenstoff auf Zwischengitterplatz zugeordnet /126/.

Temperung 500°C

Durch Temperungen der Scheibe bis zu 450°C heilen zwar die Defekte E1 bis E4 aus, doch Defektumwandlungen oder Eindiffusion von Fremdstoffen erzeugen neue Haftstellen (Abb. 29 und 31). Zwischen 400°C und 500°C wurde ein breites Maximum beobachtet, das aus verschiedenen tiefen Niveaus zusammengesetzt scheint. In Neutronenbestrahltem Fz-Silicium wurde nach Temperung zwischen 450°C und 525°C ein Niveau bei $E_c - 0.50 \text{ eV}, \sigma_n = 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ festgestellt, welches der Position des Maximums im Spektrum entspricht /104/. Das Niveau war nur in Oberflächennähe zu finden. Eine Identifizierung ist noch nicht möglich.

Temperung 600°C

$$E_c - 0.2 \text{ eV}, \sigma_n = 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (T_{\max} \sim 120\text{K})$$

Dieses Niveau, das durch Temperung der A-swirl-Scheiben zwischen 450°C und 750°C generiert wird, konnte auch nach Elektronenbestrahlung (Abb. 36), Neutronenbestrahlung (Abb. 28 und 38-42) und Selbstimplantation mit Lasertemperung (Abb. 43) aufgelöst werden. Die Generation dieses Niveaus durch Bestrahlungen läßt einen Zusammenhang mit einem intrinsischen Defekt vermuten. Da dieses Niveau zum Teil schon im Ausgangsmaterial vorhanden war und durch Hochtemperaturprozesse erzeugt wird (Abb. 37), kann ein Einfluß durch einen Fremdstoff nicht ausgeschlossen werden. Ein Komplex bestehend aus intrinsischen und

extrinsischen Anteilen wird daher erwartet, der auch die unterschiedlichen Konzentrationen nach Bestrahlung verschiedener Materialien (siehe auch /79/) erklärt.

An Neutronendotiertem Fz-Silicium wurde ein Niveau $E_c - 0.2$ eV einem Defekt zugeordnet, der aus interstitiellem Kohlenstoff und interstitiellem Silicium besteht /104/. Die Übereinstimmung des Temperverhaltens dieses Defektes mit der beobachteten Haftstelle im Fz-Silicium (Abb. 31) ist so gut, daß angenommen werden kann, es handle sich um den gleichen Defekt. In Abb. 51 sind die temperaturabhängigen relativen Intensitäten der Meßsignale für einen Vergleich aufgezeichnet.

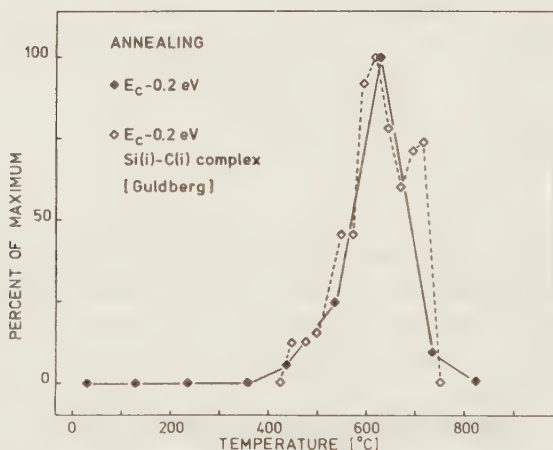


Abb. 51: Vergleich des Temperverhaltens eines in den A-swirlhaltigen Proben beobachteten Niveaus bei $E_c - 0.2$ eV mit einem Niveau gleicher energetischer Lage, das von Guldberg /104/ einem Komplex aus Eigenzwischen-gitteratomen und Kohlenstoff auf Zwischengitterplatz zugeordnet wurde.

Temperung 800°C

In Übereinstimmung mit den Temperungen von ND-Si /104/ werden im Gebiet niederer Ätzpunktdichte bei Temperungen mit 800°C die geringsten Haftstellenkonzentrationen (Abb. 31) beobachtet. Das Gebiet hoher Ätzpunktdichte wird zusammen mit oxidationsinduzierten Defekten (Abschnitt 6.1.3) diskutiert.

6.1.2. Haftstellen von bei Raumtemperatur erzeugten Defekten

Hochohmiges Material

An gering Bor dotierten ($5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) Elektronenbestrahlten Dioden (Abb. 33) wurden drei wesentliche strahlungsinduzierte Maxima bei $\sim 280\text{K}$, $\sim 135\text{K}$ und 50K im Spektrum aufgelöst. Diese Maxima entsprechen nicht dem Spektrum, das reproduzierbar /95,97,127/ an stärker Bor dotierten ($\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) Proben beobachtet wird. In Übereinstimmung mit diesem Verhalten wurde eine geringere Konzentration der Haftstellen bei 280K und 50K im Spektrum an den Proben gemessen, die etwas höher ($7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) Bor dotiert waren.

Da es sich um eine p^+pn^+ Struktur handelt, kann durch die Bestrahlung die hochohmige p-Zone zu n-Typ umgewandelt sein /131/. In den Kapazitätsmessungen des Bauelementes kann nicht zwischen p^+pn^+ und p^+nn^+ unterschieden werden, da jeweils ein pn-Übergang sperrt, der andere stets in Durchlaß gepolt ist. Ist diese Umwandlung erfolgt, so beziehen sich die gemessenen Aktivierungsenergien auf hochohmiges n-Typ-Silicium, also auf die

Leitungsbandkante. Die Niveaus bei 280K und 50K entsprechen dann den Niveaus E1 und E4.

Für die Umwandlung spricht, daß keine bestrahlungsinduzierten Niveaus bei ~160K und ~200K aufgelöst wurden, die dem C(i)-Defekt ($E_v + 0.27$ eV) und dem C(s)-C(i)-Defekt ($E_v + 0.33$ eV) entsprechen. Diese Niveaus liegen in der unteren Bandhälfte und werden nach der Bestrahlung erwartet, da Kohlenstoff als Restverunreinigung bis zu Konzentrationen von 10^{15} cm^{-3} stets vorhanden ist. Des weiteren spricht für diese Umwandlung das Auftreten der Niveaus bei 280K und 50K sowohl im Elektronenbestrahlten n-Typ Silicium in geringer Konzentration (Abb. 33) als auch in n-Typ Fz-Siliciumstäben, die speziell auf A-swirl Defekte hin gezogen wurden (Abb. 20).

Niveau bei ~240K

$$E_c - 0.44 \text{ eV}, \sigma_n = 2.6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (T \sim 240\text{K})$$

In Phosphor dotiertem Silicium wird dieses Niveau sowohl nach Elektronenbestrahlung (Abb. 33) als auch Selbstimplantation mit nachfolgender Laser-Temperung in Cz-Material (Abb. 43) oder Exitaxie-Material (Abb. 44) im Spektrum beobachtet. Das Niveau ist an den Strahlenschaden gekoppelt ohne bei Raumtemperatur tief in das Volumen des Halbleiters zu diffundieren (Abb. 48).

Die Messung ist in ausgezeichneter Obereinstimmung mit DLTS- Ergebnissen an Elektronenbestrahlten /126,127,69, 94,96,97/ und an Elektronenbestrahlten und Lasergetemperten /115/ PN-Dioden. Diesem Energiewert wurde der Phosphor-Leerstellenkomplex (PV) zugeordnet /126/.

Das Maximum der einfach geladenen Doppelleerstelle (VV^-) /126/ liegt jedoch dicht bei diesem, so daß das Maximum zum Teil durch die Doppelleerstelle verursacht sein kann. Das ist dann der Fall, wenn gleichzeitig im Spektrum die zweifach geladene Doppelleerstelle (VV^{2-}) bei $E_C - 0.23$ eV ($T_{\max} \sim 140$ K) gemessen wird. (Siehe z.B. Abb. 33, 43, 44).

Niveau bei ~ 120 K

$$E_C - 0.2 \text{ eV}, \sigma_n = 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (T \sim 120 \text{ K})$$

Dieses Niveau kann durch Elektronenbestrahlung, Neutronenbestrahlung, Implantation mit Lasertemperatur und Temperung von Kristallen die A-swirl-Defekte enthalten generiert werden. Der Einfluß der Neutronenbestrahlung äußert sich in einer nahezu homogenen Verteilung der Konzentration dieses Niveaus lateral auf der Scheibe (Abb. 28 und Abb. 39). Die nach der Neutronenbestrahlung in Abhängigkeit des Strahlenschadens (hoher oder niedriger Anteil schneller Neutronen) beobachtete Variation der energetischen Lage entspricht der Ungenauigkeit der Energieauflösung, so daß die Verschiebung auch durch voneinander abweichende Einfangquerschnitte verursacht sein kann. Ein Hinweis auf eine mögliche Identität mit einem Komplex aus Si(i) und C(i) ist in Abschnitt 6.1.1 gegeben.

In Elektronenbestrahltem Cz-Silicium wurde ohne nähere Erläuterung vermutet, daß ein Niveau bei dieser Position im Spektrum ($E_C - 0.19$ eV) aus einem Komplex aus Leerstellen und Sauerstoff besteht /97/. Der Defekt heilt bei 450°C Temperung aus, während obiger Defekt erst bei dieser Temperatur entsteht. Ob zwei verschiedene Defekte das gleiche Niveau verursachen oder ob das Temperverhalten aufgrund un-

terschiedlicher Defekterzeugung, Restverunreinigung oder Nähe der Oberfläche drastisch verändert wird, muß noch geklärt werden.

Niveau bei ~95K

$E_C - 0.14$ eV bis $E_C - 0.18$ eV (T~95K)

Elektronenbestrahlung generiert in verschiedenen Materialien ein Niveau bei 95K im Spektrum (Abb. 33-35). Das Niveau heilt aus nach Temperungen zwischen 250°C und 450°C (Abb. 35). In Übereinstimmung mit diesen Beobachtungen wurde das A-Zentrum (Sauerstoff-Leerstellenkomplex VO) einem Niveau bei $E_C - 0.18$ eV, $T_{\max} = 94K$ ($\tau_{\text{beob.}} = 6\text{ms}$) /126/ zugeordnet. Dieses A-Zentrum verschwindet nach Temperung zwischen 200°C und 400°C /127/.

Nach Lasertemperung von Elektronenbestrahltem Silicium konnte dieser Defekt zwar beobachtet werden /112,115/, doch wurden unterschiedliche Aktivierungsenergien für Fz-Si (0.15 eV) und Cz-Si (0.19 eV) /115/ festgestellt. (Der Defekt in Cz-Si entspricht wegen der höheren Sauerstoffkonzentration eher dem Niveau bei $E_C - 0.18$ eV als der des Fz-Si).

Die Ergebnisse der Lasertemperung von selbstimplantiertem Silicium (Abb. 43 und 44) zeigen zwei dicht beieinanderliegende Niveaus, die je nach Material und Strahlenschaden in verschiedenen Konzentrationen erzeugt werden. Während im Epitaxie-Material die Niveaus von ~100K und ~90K zu einem bei ~95K zusammenfallen, konnten an einem anderen Kontakt und im Cz-Material die beiden Niveaus deutlich getrennt werden. Vergleiche

der Computermessung zeigten, daß das Niveau bei 100K dem Niveau E2 ($E_C - 0.14$ eV) entspricht.

Dieses Niveau E2 wird durch die Selbstimplantation von Si gegenüber der reinen Laserbestrahlung erhöht (Abb. 43). Die Konzentration des Defektes verringert sich nur langsam in der Tiefe (Abb. 48), was auf eine hohe Diffusionskonstante zumindest eines Partners dieses Defektes schließen läßt. Die lateralen Untersuchungen in Verbindung mit dieser Implantation geben einen Hinweis auf einen Defekt bestehend aus Sauerstoff und einem intrinsischen Partner.

Eine Leerstelle als intrinsischer Partner entspricht dem A-Zentrum. Die gemessene energetische Lage ist jedoch nicht mit der bekannten Energie des A-Zentrums in Obereinstimmung /126/, es sei denn mit dem Wert ($E_C - 0.15$ eV) nach Laserbestrahlung am Fz-Silicium /115/.

Das Zwischengitteratom als intrinsischer Partner würde Infrarotbeobachtungen entsprechen, wobei Si(i) an Sauerstoff gegettert wird /125/. Ferner wird an den A-swirlnhaltigen Proben /89/ als auch nach Implantation von Silicium eher eine Übersättigung von Zwischengittersilicium als von Leerstellen erwartet. Für einen solchen Defekt mit einer Energie bei $E_C - 0.14$ eV gibt es in der Literatur jedoch noch keine Hinweise.

Die Haftstellenparameter des Niveaus bei ~90K ließen sich wegen Signalüberlappungen benachbarter Niveaus nicht so gut wie an Niveau E2 im schnell zonengezogenen Silicium (Abschnitt 5.3.1) bestimmen. Es sind bisher keine weiteren Untersuchungen dieses Niveaus erfolgt.

Niveau bei ~70K

$$E_c - 0.11 \text{ eV}, \sigma_n = 1.1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (T \sim 70K)$$

Das Niveau E3 ($E_c - 0.11 \text{ eV}$) kann durch Elektronenbestrahlung (Abb. 33) und Laserbestrahlung (Abb. 43) generiert werden. Eine Interpretation des Defektes als Kohlenstoff auf Zwischen-gitterplatz ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen an den A-swirl-Defekten und der Literatur /126/.

6.1.3. Haftstellen oxidationsinduzierter Defekte

Die kontinuierlich verteilten Grenzflächenzustände werden in dieser Arbeit nicht diskutiert, da sie nicht mit den diskreten Volumenzuständen verglichen werden können. In der oxidierten Probe (Abb. 49), die keinerlei Nachtemperung erfahren hatte, wird nur ein diskreter Volumenzustand geringer Konzentration beobachtet. Eine Nachtemperung dieser Probe bei 900°C erhöhte die Konzentration dieses Maximums bei $\sim 265K$ im Spektrum ($\tau_B = 14.4 \text{ ms}$). Ein zweites Niveau kleinerer Konzentration wurde bei $\sim 283K$ aufgelöst (Abb. 50).

Dieses Maximum zusammen mit dem zweiten kleineren ist in Übereinstimmung mit der Probe aus dem A-swirl-Gebiet, die bei 830°C getempert wurde. Beide Meßergebnisse sind in Abb. 52 mit gleicher Beobachtungszeitkonstante, normiert auf eine gleiche Amplitude aufgezeichnet worden. Zwar kann dieses Maximum mit der gleichen Energie des Niveaus E1 ($E_c - 0.49 \text{ eV}$) angepaßt werden, doch der Einfangquerschnitt bzw. Vorfaktor ändert sich dann von $6.6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ auf $2.9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Die entsprechende theoretische Kurve ist gepunktet eingezeichnet.

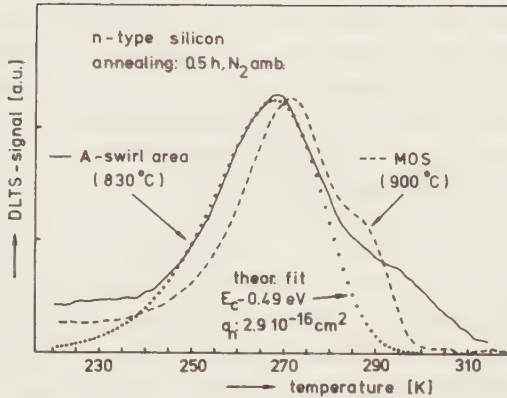


Abb. 52: Vergleich der DLTS-Signale einer getemperten MOS-Struktur mit einer getemperten Probe die A-swirl-Defekte enthält. Die gepunktete Kurve entspricht einem simulierten DLTS-Signal mit den angegebenen Werten unter der Annahme reiner Majoritätsträgeremission.

Das beobachtete Maximum ist in Obereinstimmung mit einem Niveau bei $E_C - 0.52 \text{ eV}$ ($T_{\max} = 289 \text{ K}$, $\tau_B = 1.8 \text{ ms}$), das nach Feuchtoxidation (1050°C) und Temperung bei 1050°C in Ar gemessen wurde /128/. Trockenoxidation plus Nachtemperung bei höherer Temperatur (1100°C) erzeugte dieses Niveau nicht. In Bor dotierten Scheiben wurde ein Niveau bei $E_C - 0.49 \text{ eV}$ nach Oxidation bei 1150°C und Nachtemperung ($1 \text{ h, Ar, } 1150^\circ\text{C}$) gemessen /159/. Das Niveau heilte bei Raumtemperatur innerhalb von 2 Tagen aus, blieb jedoch bei

80K unverändert. Nach raschem Abkühlen oxidierteter Silicium-Scheiben entstehen sehr kleine Minoritätsträgerlebensdauern, die Rekombinationszentren bei $E_C - 0.26$ eV und $E_C - 0.49$ eV zugeordnet wurden /129/. Nach langsamem Abkühlen wurde in den Gebieten, wo viele Ätzipunkte beobachtet wurden, die längsten Lebensdauern d.h. die geringste Dichte an Rekombinationszentren gemessen. Dieses inverse Verhalten entspricht dem Niveau E1 ($E_C - 0.49$ eV) im Fz-Silicium (Abschnitt 5.3.1). In der Literatur wurden diesem Niveau Verunreinigungen zugeordnet, die durch Gettern elektrisch inaktiv werden. Im folgenden Abschnitt wird ein Zusammenhang dieses Niveaus mit einem Defekt aus Zwischengittersilicium diskutiert.

6.2. Vergleich der Messungen mit bekannten Eigenschaften der Eigenzwischengitteratome in Silicium

Die Eigenschaften der Leerstelle in Silicium wie elektronische Zustände und Diffusionskonstante sind aus Strahlenschadensexperimenten gut bekannt /72,130,131/. Die Leerstelle ist bei Raumtemperatur nicht stabil sondern bildet mit Fremdstoffen Komplexe wie z.B. mit Sauerstoff und Phosphor (siehe Abschnitt 6.1.2).

Das Zwischengittersilicium Si(i) ist stabil und beim Kristallwachstum der dominierende Eigendefekt des Siliciums /132,133/. Dieses Modell steht im Gegensatz zu früherer Literatur /134/, da das Si(i) in ESR oder elektrisch kaum beobachtet wurde. Erst durch die Identifizierung der A-swirl-Defekte mittels Transmissionselektronenmikroskopie mit Defekten, die aus Zwischengittersilicium bestehen /89, 123/ konnte die Dominanz der Si(i) nachgewiesen werden.

Da dieses Zwischengittersilicium als Punktdefekt oder Komplex in den gemessenen Eigendefekten vorliegen kann, werden im folgenden publizierte gemessene oder postulierte Eigenschaften mit den eigenen Meßresultaten verglichen.

6.2.1. Elektrische Eigenschaften von Si(i)

Aus der Literatur sind folgende Eigenschaften des Si(i) bekannt:

Theoretische Berechnungen

Berechnungen an einem 47-Siliciumatom-Modell mit der erweiterten Hückel-Theorie zeigen, daß das Siliciumatom auf Zwischengitterplatz Si(i) energetisch stabile Zustände annehmen kann /135,136/. In der Bandlücke entstehen für ein einzelnes Si(i)-Atom /135/ wie auch für den di-Si(i)-Defekt /135,136/ ein Akzeptor in der oberen Bandhälfte und ein Donator in der unteren Bandhälfte. Die Berechnung der energetischen Lage ist sehr ungenau. In Abb. 53 sind die berechneten Zustände in einem Bänderschema eingezeichnet (a-c).

Nimmt der di-Si(i)-Defekt eine niedrigere Symmetrie im Gitter an (pseudo Jahn-Teller Effekt) so erniedrigen sich die energetischen Zustände (d) /136/.

Diffusionsexperimente

Aufgrund von Diffusionsexperimenten wurden Haftstellenniveaus des Si(i) zu $E_C - 0.4$ eV (A) und $E_V + 0.4$ eV (D) postuliert /137/. (In Abb. 53 durch (e) gekennzeichnet). Die Annahme, daß das Si(i) der dominierende Defekt der Selbst-Diffusion bei hohen Temperaturen ist /138/ scheint noch nicht vollständig geklärt zu sein /139/. In einem Übersichtsartikel /118/ wurde der Anteil des Si(i) an der Selbst-Diffusion zu 19% angegeben.

Bestrahlungsexperimente

In einem Vergleich von ESR Untersuchungen des Si-P6 Spektrums mit Gamma- und Elektronenbestrahltem Silicium wurde ein Niveau bei $E_V + 0.4$ eV dem positiven Ladungszustand des di-Si(i) zugeordnet /136/ (entspricht (f) in Abb. 53). Elektronenbestrahlung bei tiefen Temperaturen und Vergleich mit dem ESR Spektrum Si-B3 /140/ ergab dagegen für das di-Si(i) ein Niveau bei $E_V + 0.29$ eV /127/ ((g) in Abb. 53). Es wird vermutet, daß es sich um zwei verschiedene Konfigurationen von Si(i)-Defekten handelt /136/.

Die Erzeugung von Defekten durch Bestrahlung wird um so größer, je geringer die Wahrscheinlichkeit der Rekombination der Leerstelle mit Zwischengittersilicium ist. Für die Leerstelle /131/ als auch das Zwischengitteratom /137/ werden je nach Ladungszustand verschiedene Diffusionskonstanten erwartet. Durch Ändern der Diffusionskonstanten kann die Erzeugungsrate des Strahlenschadens variieren. Die Position des Fermi-niveaus bei der sich die Erzeugungsrate vermutlich wegen der Umladung eines intrinsischen Defektes ändert, ist in Abb. 53 gestrichelt eingezeichnet /68/.

Vergleich

Die Niveaus der vorliegenden Arbeit, die einem Defekt aus Zwischengittersilicium zugeordnet werden könnten, sind E1 und E4, die in den A-swirhlhaltigen Proben in stets gleicher Konzentration und simultanem Ausheilverhalten beobachtet wurden. Diese Niveaus sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten des di-Si(i)-Defektes /135,136/. Aber auch für das einzelne Si(i) wurden zwei Zustände in der Bandlücke sowohl aus Berechnungen /35/ als auch aus Diffusionsexperimenten /137/ vorhergesagt. Experimentelle Hinweise für Zustände des di-Si(i)-Defektes in der

oberen Bandhälfte hat es bisher nicht gegeben. Ein intrinsischer Zustand, der für die Strahlenschadenserzeugung von Bedeutung ist, fällt mit dem Niveau E4 zusammen.

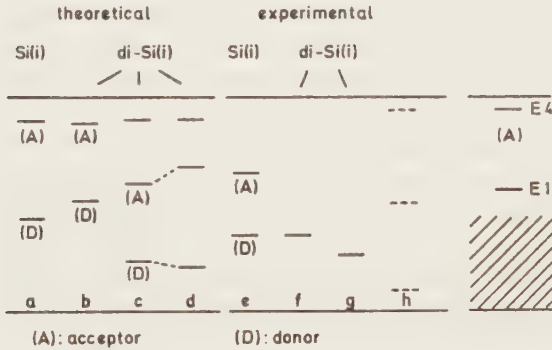


Abb. 53: Zusammenstellung von Energieniveaus, die in der Literatur Defekten aus Eigenzwischengitteratomen zugeordnet wurden und Gegenüberstellung der in dieser Arbeit beobachteten Niveaus E1 und E4.
 a-d: Berechnungen mit der Extended Hückel-Theorie
 d: Einfluß des Jahn-Teller Effektes
 e: Daten aus Selbstdiffusionsexperimenten
 f: Daten aus Gammabestrahlungsexperimenten
 g: Daten aus Elektronenbestrahlungsexperimenten
 h: Änderung des Einflusses des Fermi-niveaus auf die Erzeugung von Strahlenschäden in Bestrahlungsexperimenten.

Die Literatur zu a-h ist im Text angegeben.

6.2.2. Verhalten beim Kristallwachstum

Beim Übergang des Siliciums von der flüssigen zur festen Phase sind Eigenzwischengitteratome die dominierenden Punktdefekte und liegen mit einer Konzentration von $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ vor /123/. Während des Abkühlens des Kristalles diffundieren die Si(i) zur Kristalloberfläche aus /141,123/ oder agglomerieren schon bei Konzentrationen von 10^{13} cm^{-3} /89/ an Kondensationskeimen wie Kohlenstoff und Sauerstoff zu "B-swirl"-Defekten. In der Literatur /82/ wird der Vorgang mit einem thermischen "Nichtgleichgewichtsmodell" /89/ oder einem "Gleichgewichtsmodell" /123/ beschrieben. Die B-swirl-Defekte werden in Fz-Silicium bei Ziehgeschwindigkeiten zwischen 0.2 mm/min und 5 mm/min generiert /89/.

Durch Absorption weiterer Si(i) an den B-swirl-Defekten während des Abkühlvorganges wachsen diese Defekte an bis sie zu geschlossenen Versetzungsringen (A-swirl-Defekte) kollabieren. Diese eingeschobenen Zwischenebenen konnten mit Transmissionselektronenmikroskopie aufgelöst werden /142/. Die A-swirl-Defekte werden nach Ziehgeschwindigkeiten zwischen 0.2 mm/min und 5 mm/min beobachtet. Die hohe Diffusionskonstante von 10^{-4} bis $10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ der Si(i) sorgt für einen defektfreien Rand der Scheibe von 1-2 mm Breite /141,123/ und eine nahezu homogene Verteilung der Punktdefekte im Gegensatz zur starken Inhomogenität der A-swirl-Defekte /89/.

Vergleich

Die Beobachtungen der Niveaus E1 und E4 an den speziell für A-swirl-Defekte gezogenen Fz-Stäben entsprechen voll-

ständig einem Defekt, der sich wie diese Si(i)-Defekte verhält:

1. E1 und E4 wurden in zwei verschiedenen Ziehverfahren bei 3 mm/min beobachtet, sie sind also unabhängig von Wasserstoff (Abschnitt 5.3.1).
2. Im Fz-Stab Nr. 1 und Nr. 2 und im Cz-Stab (Abschnitt 5.3.2) sind die Niveaus am Rande der Scheibe in einer Breite von 1-2 mm verschwunden.
3. Die Konzentration der Niveaus zeigt sowohl eine homogene Verteilung des Defektes als auch Ausdiffusion von Stabmitte zu Stabrand (Abb. 25).
4. Durch Agglomeration der Si(i)-Defekte ändern sich seine elektrischen Eigenschaften (kein Punktdefekt). Das entsprechende Verhalten wurde an den Niveaus E1 und E4 beobachtet: Sie sind nicht direkt mit den A-swirl-Defekten korreliert (Abb. 23).
5. A-swirl-Defekte wachsen durch Absorption von Si(i). Tatsächlich wurde im Gebiet sehr hoher A-swirl-Defekt-Dichte eine Verringerung der Niveaus E1 und E4 beobachtet, während andere Niveaus fast nicht beeinflusst wurden (Abb. 26). Diese inverse Korrelation wird durch die hohe Diffusionskonstante s.o. verschmiert.
6. Da die Si(i) bereits bei einer Konzentration von 10^{13} cm^{-3} agglomerieren, kann die gemessene Trapkonzentration der Punktdefekte nur kleiner sein. Dies ist in Obereinstimmung der Konzentration von $<10^{12} \text{ cm}^{-3}$ der Niveaus E1 und E4.

Die Kondensationskeime wie Kohlenstoff bzw. Sauerstoff wurden in Form des interstitiellen Kohlenstoffs (Ni-

veau E3) und einem evtl. sauerstoffbezogenem Niveau E2 (Abschnitt 6.1.2) beobachtet.

6.2.3. Erzeugung bei Raumtemperatur

Die Generation von Si(i)-Defekten durch Strahlenschäden ist nur dann erfolgreich, wenn die Leerstellen schneller als die Zwischengitteratome entweder ausdiffundieren oder an Fremdstoffen gegettert werden. Sauerstoff gettert zwar sehr gut die Leerstellen (A-Zentrum), aber genau über diesen Defekt können die Si(i) mit den Leerstellen rekombinieren /143/. Durch Platztausch von Elementen der Gruppe III (Bor, Aluminium) wird Si(i) gegettert, was zu hohen Strahlenschäden durch die Leerstellen führt, die nun nicht mehr mit Si(i) rekombinieren können /131/.

Die größte Wahrscheinlichkeit Si(i)-Defekte zu erzeugen ist bei der kleinsten Diffusionskonstanten des Si(i). Diese Diffusionskonstante ändert sich als Funktion des Ladungszustandes. Sie ist am kleinsten, wenn das Fermi-niveau etwa in der Bandmitte liegt /137/. Dies ist erfüllt für hochohmiges Material bei Raumtemperatur. Die ESR-Beobachtungen des $\langle 100 \rangle$ split di-Si(i) /136/ wurden unter diesen Bedingungen gemacht.

Vergleich mit der Elektronenbestrahlung bei Raumtemperatur

Bei der Probe, die leicht mit Bor dotiert wurde (Abb. 33) liegt das Fermi-niveau bei Raumtemperatur in Bandmitte ($E_c - 0.56$ eV). Durch Elektronenbestrahlung wurden im DLTS-Spektrum bei den Positionen von E1 und E4 zwei Maxima generiert. Ob diese Aktivierungsenergien bezüglich der Leitungsband- oder Valenzbandkante gemessen wurden ist aus diesem Experiment unklar. Über eine Konvertierung

von p-Typ zu n-Typ nach Elektronenbestrahlung wurde in der Literatur /131/ berichtet, was einen Bezug zur Leitungsbandkante wahrscheinlicher erscheinen läßt.

In sehr geringer Konzentration ($\sim 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) wurden diese beiden Niveaus auch im Phosphor dotierten Silicium ($E_c - E_F \sim 0.3 \text{ eV}$) nach Elektronenbestrahlung (Abb. 33) beobachtet. Im neutronendotierten als auch anderen Siliciumausgangsmaterial, das mit Elektronen bestrahlt wurde, konnten die Niveaus nicht aufgelöst werden (Abb. 33-34).

6.2.4. Verhalten bei Temperaturbehandlung

Ausheilen

Experimentelle Ausheilkurven von $\text{Si}(i)$ -Defekten sind aus ESR-Messungen für das $\text{Si}(i)^- (\sim 170\text{K} /131/)$, für $\text{di-Si}(i)^0$ und $\text{di-Si}(i)^+ (\sim 400\text{K} /136/)$ und aus Messungen des inneren mechanischen Widerstandes (internal friction) für das $\text{Si}(i)^+ (400\text{K} /144/)$ bekannt. Die relativen Intensitäten der Signale des $\text{Si}(i)^+ /144/$ und der ESR-Signale /145/, die dem $\text{di-Si}(i)$ -Defekt zugeordnet wurden /135,136/, sind in Abb. 54 zusammen mit den relativen Intensitäten der Niveaus E1 und E4 (Abb. 29) aufgezeichnet. Die Übereinstimmung des Ausheilverhaltens ist sehr gut.

Aufgrund dieser Ausheilkurven können die Niveaus E1 und E4 nicht dem negativen $\text{Si}(i)^- /131/$ sondern viel eher dem neutralen $\text{di-Si}(i)^0$ -Defekt zugeordnet werden.

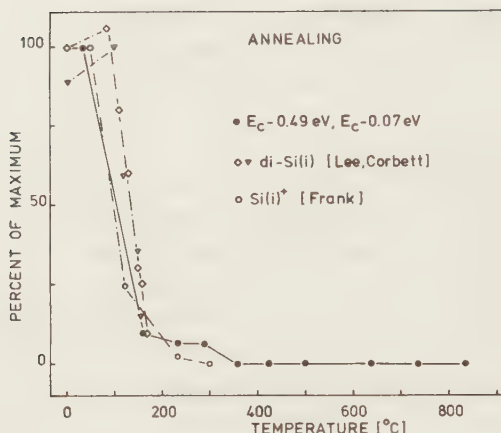


Abb. 54: Vergleich des Temperverhaltens der Niveaus $E_C - 0.49 \text{ eV}$ und $E_C - 0.07 \text{ eV}$ mit ESR-Meßwerten, die dem di-Si(i) -Defekt zugeordnet wurden und mit Meßwerten des inneren mechanischen Widerstandes, die dem positiv geladenen Si(i)^+ -Defekt zugeordnet wurden.

Generation

Während der Temperaturbehandlung können durch Umbildungen von Defekten im Kristall Zwischengittersiliciumatome freigesetzt werden. Die Generation von Si(i) -Defekten aus Strahlenschäden wurde im Temperaturbereich zwischen 200°C und 400°C beobachtet [136,140,144/].

Genau in diesem Temperaturbereich treten instabile DLTS-Spektren auf in Proben, die mit Si(i) übersättigt sind (A-swirl-Probe, Abb. 30). Es kann sich um Defektumwandlungen mit Si(i) handeln. Die Ursache der Variationen und die Zuordnung dieser Spektren ist noch ungeklärt.

800°C - 1100°C Temperaturbehandlung

Bei hohen Temperaturen zwischen 800°C /147/ und 1100°C /89/ verringern sich die A-swirl-Defekte durch Ablösen von Si(i), die entweder durch Phosphor gegettert werden /148/, ausdiffundieren oder mit Leerstellen rekombinieren.

Die Messung im Gebiet hoher A-swirl-Dichte nach 800°C Temperung zeigt deutlich ein Niveau ($E_C - 0.49$ eV) - fast identisch mit E1 - das in hoher Konzentration durch die Temperaturbehandlung generiert wurde (Abb. 32). Im Gebiet geringer A-swirl-Dichte sind dagegen fast keine Trapzentren sichtbar. Ob dieses Niveau zum gleichen Defekt wie E1 und E4 gehört ist unklar, da das entsprechende zweite Niveau E4 nicht gefunden wurde.

Lasertemperung

Der Einfluß auf die Generation von Si(i)-Defekten durch Aufschmelzen des Kristalls mittels Laserbeschuß ist weitgehendst unbekannt. Zwar könnten durch den Phasenübergang flüssig-fest Si(i)-Defekte generiert werden, doch hätten sie eine stark inhomogene Konzentrationsverteilung im Gegensatz zum Inneren eines gezogenen Kristalls. Der gezogene Kristall hat eine defektfreie Randschicht von 1-2 mm Tiefe, der lasergeschmolzene Bereich hatte in diesem Experiment nur eine Tiefe von 0.3 µm. Der lasergeschmolzene Kristall wird zwar rasch abgekühlt, was eine Diffusion bei hohen Temperaturen verringert, aber auch bei Raumtemperatur kann das Si(i) noch diffundieren bzw. mit eindiffundierenden Fremdstoffen reagieren.

An den rein lasergetemperten Proben konnten keine Niveaus E1 und E4 beobachtet werden (Abb. 43). Neben die Unsicher-

heit der Erzeugung der Si(i)-Defekte tritt das Problem der Meßempfindlichkeit: Um eine Volumendichte von $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ auflösen zu können, wäre eine Empfindlichkeit von 10^{-4} nötig gewesen. Wegen der tatsächlichen Defektdichte anderer Niveaus konnte nur mit einer Empfindlichkeit von $\sim 10^{-2}$ der Grunddotierung gemessen werden und das Beobachtungsfenster erreichte nicht ganz den aufgeschmolzenen Bereich. Die Interpretation und Schlußfähigkeit dieser Messung ist daher nicht gegeben.

Im Strahlenschadensbereich mittels Implantation erhöhter Siliciumdichte wurde an einem Kontakt ein Niveau, das E1 entspricht aufgelöst (Abb. 46). Die elektrische Feldabhängigkeit (Abb. 47), die Verschiebung der Maxima (Abb. 46) und das Fehlen des Niveaus E4 weisen jedoch auf einen anderen Defekt als in den A-swirl-Proben hin.

6.2.5. Einfluß der Oxidation

Oxidation von Silicium, das nicht höher als $10^{16}-10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dotiert ist, generiert an der Grenzfläche SiO_2 -Si Zwischengittersilicium, das in das Volumen des Oxids und des Halbleiters eindiffundiert /118/. Oberhalb einer kritischen Temperatur von ca. 1100°C oder einer hohen Oxiddicke (ca. $1 \mu\text{m}$) wird die Si(i)-Erzeugung nicht nur verringert, sondern die Grenzfläche absorbiert die Si(i)-Defekte /149/.

In Übereinstimmung mit diesem postulierten Verhalten wurde nach Oxidation bei 1100°C (letzter Oxidationsschritt) nur eine sehr geringe Trapkonzentration, jedoch bei Nachttemperatur mit 900°C (unvollständige Oxidation) eine hohe Konzentration eines Niveaus fast identisch zu E1 beobachtet (Ab-

schnitt 6.1.3). Das Niveau E4 konnte wegen des Ausfrierens der Probe nicht gemessen werden.

6.3. Verunreinigung als Ursache für die Niveaus E1 und E4?

Einen Fremdstoff als Interpretation der Niveaus E1 und E4 auszuschließen, ist wegen der geringen gefundenen Konzentration von $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ nicht möglich. Es können nur Hinweise gegeben werden, die eine Interpretation durch Fremdstoffe unwahrscheinlich werden lassen:

Ein durch die Probenpräparation erzeugter Defekt kann ausgeschlossen werden, da eine Abhängigkeit von der Position des Kontaktes auf der Scheibe nicht erklärt werden könnte und die Trapkonzentration im Volumen homogen ist (Abb. 27). Ein Fremdstoff müßte ein Doppelniveau haben und an A-swirl-Defekten gegettert werden. Es ist bekannt, daß sich Schwermetalle an den A-swirl-Defekten anlagern können /89/. Ob Schwermetalle wie beobachtet auch bei 150°C wieder ausdiffundieren, ist nicht geklärt.

Eisen auf Zwischengitterplatz /150/ kann bei dieser Temperatur ausdiffundieren. Durch Elektronenbestrahlung könnte der Fremdstoff auf den Zwischengitterplatz gesetzt und somit das Niveau durch Strahlenschaden erzeugt werden. Für Eisen wurde dies im Rahmen der Arbeit in n-Typ Silicium mittels Implantation untersucht /151/. Die Niveaus E1 und E4 wurden nicht gleichzeitig beobachtet. Ein beobachtetes Niveau in der Nähe E1 ist nicht mit der Eisen-Dosis korreliert.

Vergleiche von Experimenten aus der Literatur, die unter anderem Si(i)-Defekte erzeugen können und bei denen ein Niveau bei $\sim E_c - 0.49 \text{ eV}$ (E1) aufgelöst wurde, sind in

Abb. 55 zusammengestellt. Leider ist nicht bei allen Experimenten bis zu tiefen Temperaturen gemessen worden, so daß für das Niveau E4 ein entsprechender Vergleich nicht durchführbar ist. Aus dieser Übersicht wird eine Interpretation durch Si(i)-Defekte sehr wahrscheinlich. Nur ein Fremdstoff, der in allen Experimenten vorhanden sein müßte, bleibt als Ursache möglich.

$E_c - 0.49 \text{ eV}$ possible identification	present work	self-implantation + laser-anneal	other implantation	gamma - irradiation	MOS annealing	high temperature compression
vacancy - defects		*	*	*	*	
self - interstitials	*	*	*	*	*	*
dislocations disl.- loops		*			*	*
impurities imp-complexes	*	?	Fe ?	?	O ?	?

Abb. 55: Zusammenstellung von DLTS-Experimenten in denen ein Niveau bei $E_c - 0.49 \text{ eV}$ bzw. ein Maximum an der entsprechenden Stelle im Spektrum beobachtet wurde und in denen Si(i)-Defekte erzeugt werden können. Jedes Experiment wird im Text diskutiert.

Selbstimplantation und Lasertemperung

Mit DLTS wurde nach Selbstimplantation plus Lasertemperung ein Niveau bei $E_C - 0.49$ eV bzw. ein Maximum bei der Position E1 aufgelöst /111/, das nach Temperung bei 600°C ausheilt (Siehe auch Abschnitt 6.2.4). Reine Laseraufschmelzung von Cz-Silicium generierte ein Niveau bei $E_C - 0.48$ eV und ein kleines Maximum dicht bei 50K in der Nähe des zweiten Niveaus E4 /114,115/. In Fz-Silicium wurde ein Maximum bei E1 und ein flaches Niveau bei $E_C - 0.06$ eV, das E4 entsprechen könnte, nach Lasertemperung beobachtet /112/.

Neben einer Interpretation durch Si(i)-Defekte sind Leerstellendefekte des Strahlenschadens und Versetzungen möglich. Die Möglichkeiten sind in Abb. 55 mit einem Stern gekennzeichnet.

Implantation

Im Strahlenschaden nach Eisen-Implantation und Temperung mit 500°C wurde ein Niveau nahe E1 gefunden /151/. Durch Temperung bei 800°C heilt das Niveau aus, aber nach 1100°C konnte es wieder ohne Korrelation zur Eisendosis gemessen werden.

Implantation von Helium mit einer Energie von 600keV plus Temperung bei 450°C /152/ und Neutronendotierung plus Temperung bei 500°C /104/ erzeugten Niveaus bei $E_C - 0.49$ eV im Strahlenschaden.

Gamma-Bestrahlung

Bei Ausheilen des Strahlenschadens nach γ -Bestrahlung wurde ein Niveau bei $E_C - 0.49$ eV gebildet /153/. Der

Temperaturbereich entspricht der Bildung eines ($\text{CO}+\text{V}_2$) Defektes, bei dem $\text{Si}(\text{i})$ freigesetzt wird /146/. Durch Golddotierung wurde das Erscheinen des Niveaus verhindert. Der Effekt kann mit substitutionellem Gold, das durch Austausch mit $\text{Si}(\text{i})$ auf Zwischengitterplatz rückt, erklärt werden /132,154/.

MOS-Temperung

Siehe Abschnitt 6.2.5.

Tempern unter Druck

Im DLTS-Spektrum einer unter Druck getemperten Probe wurde ein Maximum bei der Position des Niveaus E1 aufgelöst. Die Aktivierungsenergie dieses Niveaus schwankt zwischen 0.63-0.68 eV /155,156/. Ein zweites daneben liegendes Niveau hat eine Energie von $E_c - 0.48$ eV, jedoch einen anderen Einfangquerschnitt. Es ist unsicher, ob eines der beiden Niveaus mit E1 vergleichbar ist. In eigenen, lasergetemperten Untersuchungen wurden Verschiebungen der Maxima beobachtet (Abb. 46).

Durch Generation von $\text{Si}(\text{i})$ kann die Dichte erhöht werden. $\text{Si}(\text{i})$ -Defekte als Ursache der Niveaus scheinen daher wahrscheinlicher als Leerstellendefekte zu sein. Der Einfluß von Fremdstoffen ist hierbei unbekannt.

7. Schlußfolgerungen

Ein gutes Hilfsmittel zur Untersuchung elektrischer Eigenschaften von Defekten in Halbleitern, deren nicht elektrisches Verhalten aus anderen Experimenten bekannt ist, ist die quantitative Haftstellenanalyse. Die DLTS-Methode und insbesondere die verbesserte DDLTS-Methode sind für diese Art Haftstellenanalysen sehr gut geeignet. Durch Verwendung einer rechnergesteuerten Meßapparatur ergeben sich in Zusammenhang mit der theoretischen Kurvenanpassung genaue, reproduzierbare Daten der Haftstellen.

Genaue Messungen an Mikrodefekten (A-swirls), deren Identität aus Transmissionselektronenmikroskopie, Elektronenspinresonanz, Diffusionsexperimenten und Ätzversuchen bekannt ist, zeigen eine Korrelation zu zwei Niveaus bei $E_C - 0.49$ eV und $E_C - 0.07$ eV. Das Auftreten in diesen Proben mit stets gleicher Konzentration und das simultante Ausheilen bei ca. 170°C lassen auf einen Defekt schließen, der zwei Niveaus erzeugt. Die Eigenschaften dieses Defektes entsprechen dem Verhalten von Zwischengittersiliciumatomen während des Kristallwachstums. Aufgrund von bekannten Ausheilkurven und den Diffusionskonstanten des einzelnen Si(i)-Atoms wird ein Defekt bestehend aus zwei Siliciumatomen auf Zwischengitterplatz di-Si(i) für wahrscheinlicher als Si(i) gehalten.

Die gezielte Erzeugung von Zwischengittersilicium erweist sich als sehr schwierig, da durch die hohe Diffusionskonstante die Si(i)-Atome ausdiffundieren bzw. an anderen Defekten gegettert werden können. So können auch bei Raumtemperatur noch kurz nach der Defekterzeugung Reaktionen mit anderen Defekten nicht ausgeschlossen werden. Der vermutete Defekt der di-Si(i) wird daher

nur dann meßbar sein, wenn die Si(i)-Atome analog der Bildung der Doppelleerstelle in genügend hoher Konzentration vorliegen.

Nach Hochtemperaturprozessen wobei Si(i)-Defekte generiert werden können, wie z.B. Temperungen, bei denen sich die A-swirl-Defekte auflösen, Oxidation oder Laser-aufschmelzung wird ein Niveau bei $E_C - 0.49$ eV mit kleinerem Einfangquerschnitt bzw. anderer Entropie als bei obigem Niveau beobachtet. Das Niveau erscheint in höherer Konzentration, jedoch ohne das zweite, flachere Niveau. Ob es sich hierbei um eine andere Konfiguration eines Si(i)-Defektes handelt, wie z.B. das "extended Si(i)" /137/ mit größerer Entropie, das sich bei 850°C bilden soll /144/, ist unklar.

Eine Interpretation der Niveaus E1 und E4 durch extrinsische Defekte kann wegen der geringen Konzentration nicht ausgeschlossen werden. Die gute Übereinstimmung mit den bekannten Eigenschaften der Si(i)-Atome und Beobachtungen des Niveaus $E_C - 0.49$ eV in anderen Experimenten lassen jedoch einen intrinsischen Defekt vermuten.

Das Niveau E2 bei $E_C - 0.14$ eV wirft neue Probleme auf: Nach Computermessungen ist das Niveau in den A-swirl-Proben (Übersättigung von Si(i)) identisch zu einem Niveau in rein laserbestrahlten Proben. Ein Niveau dieser Position im DLTS-Spektrum wurde von anderen Autoren /115/ dem Sauerstoff-Leerstellenkomplex (A-Zentrum) zugeordnet. Von anderen Autoren /93-97,130/ wird dieser Komplex mit einer energetischen Lage zwischen $E_C - 0.16$ eV und $E_C - 0.18$ eV angegeben. Liegen

die Maxima zweier verschiedener Defekte im DLTS-Spektrum an der gleichen Stelle, so kann aus der Amplitude dieses Maximums nicht auf die Konzentration des A-Zentrums geschlossen werden. Handelt es sich jedoch bei E2 um den Sauerstoff-Leerstellenkomplex entsprechend dem gleichen Ausheilverhalten, so scheint die energetische Lage in verschiedenen Experimenten zu schwanken und selbst in Silicium, das bei hohen Temperaturen mit Si(i) übersättigt war, müßte bis zur Messung eine Leerstellenkonzentration von $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ im Gebiet der Raumladungszone generiert worden sein.

Eine Übersicht der in dieser Arbeit untersuchten und interpretierten Haftstellenniveaus von Eigendefekten ist in Tabelle 3 gegeben.

In weitergehenden Arbeiten kann die Reproduzierbarkeit der Niveaus E1 und E4 in A-swirlhaltigen Proben überprüft werden, deren Temperatur nach dem Zonenziehverfahren nicht über 50°C gelangt. Nach dem Modell der Bildung von A- und B-swirl-Defekten sollten nach sehr schnellem Ziehen ($> 5 \text{ mm/min}$), wobei noch keine swirl-Defekte gebildet werden, besonders hohe Konzentrationen der Niveaus E1 und E4 beobachtbar sein. Ein Vergleich mit ESR-Untersuchungen wäre insbesondere in Gebieten mit hoher bzw. niedriger Defektdichte von E1 und E4 interessant.

Haftstellen- niveaus [eV] (± 0.02)	DLTS-Max. T, τ_B (ms)	Interpretation	Generation	Sicherheit der Interpretation (pers. Wichtung)	Diskussion Seite
$E_c - 0.07$	46K, 6.4	di-Si(i), [Si(i)]	Kristallzucht, Bestrahlung	***	123, 129, 136 ff
$E_c - 0.11$	67K, 6.4	C(i)	Kristallzucht, Bestrahlung	**	126, 134
$E_c - 0.14$	93K, 6.4	Komplex aus Si(i), 0?	Kristallzucht, Bestrahlung		125
$\sim E_c - 0.16$	$\sim 95K$, 6	Komplex aus Leerstelle + 0	Bestrahlung	****	132
$E_c - 0.2$ $E_c - 0.22$	$\sim 120K$, 1.4 $\sim 130K$, 1.4	Komplex aus Si(i) und C(i)	Kristallzucht + Temperung, Bestrahlung + Temperung	**	127, 131
$E_c - 0.44$	247 K, 6.4	Komplex aus Leerstelle + p	Bestrahlung	****	130
$E_c - 0.49$ [$\sim E_c - 0.46$]	270K, 14	Si(i)-Defekt	Tempern von A-swirls, Tempern von MOS	*	123, 134, 136 ff
$E_c - 0.49$	268K, 6.4	di-Si(i), [Si(i)]	Kristallzucht, Bestrahlung	***	123, 129, 136 ff

Tab.3: Zusammenfassung von Haftstellenniveaus, die in dieser Arbeit untersucht und interpretiert wurden.

8. Zusammenfassung

Im Mittelpunkt der Arbeit stand die Verbesserung und Erweiterung der DLTS-Methode zur Untersuchung von Haftstellen und Grenzflächenzuständen als auch die Anwendung dieser Methode zur Analyse von Eigendefekten in Silicium. Als Eigendefekte werden die Defekte bezeichnet, die bereits im Ausgangsmaterial vorhanden sind bzw. durch Strahlenschäden und Temperaturprozesse erzeugt werden können.

Die für diese Untersuchungen verwendete DLTS-Methode wurde insbesondere für quantitative Analysen und Untersuchungen der elektrischen Feldabhängigkeit zur DDLTS-Methode erweitert. Für Messungen der Grenzflächenzustände nach der CC-DLTS-Methode wird in dieser Arbeit ein spezielles Rückkopplungssystem vorgestellt. Die Verwendung eines neu entwickelten rechnergesteuerten DLTS-Meßsystems mit Kurvenanpassung liefert genauere Ergebnisse als nur eine Arrheniusaufzeichnung.

Es wurde gezeigt, wie im DLTS-Spektrum die bisher unberücksichtigte simultane Emission von Elektronen und Löchern korrigiert werden kann. Der Einfluß der Raumladungszone einer Schottky-Diode und einer MOS-Struktur auf das Spektrum wurde in Computersimulationen demonstriert und kann für die Kurvenanpassung verwendet werden. Gleichzeitig ergibt sich aus diesen Berechnungen die ortsabhängige Wirkung eines Defektes innerhalb der Raumladungszone auf das Meßsignal.

In mehr als 1000 DLTS-Messungen an Defekten in Silicium wurde versucht sowohl intrinsische Defekte von extrinsischen zu unterscheiden, als auch charakteristische

Defekte bestimmter technologischer Prozesse wie Kristallzucht, Elektronen-, Neutronen- und Laserbestrahlung herauszufinden. Diffusionen und Implantationen von Fremdstoffen dienen für Vergleichsmessungen, sind aber wegen der Fülle der Ergebnisse in dieser Arbeit nicht dargestellt worden.

Leerstellendefekte können durch Elektronenbestrahlung erzeugt werden. Einige Eigenschaften dieser Defekte sind aus ESR- und neueren DLTS-Messungen bekannt. Sie konnten in eigenen Experimenten verifiziert werden.

Die Untersuchungen in dieser Arbeit an A-swirl-Defekten weisen auf zwei Niveaus bei $E_C - 0.07$ eV und $E_C - 0.49$ eV hin, die mit Zwischengittersilicium korreliert sind. Die Beobachtungen entsprechen am besten einem von Lee und Corbett /135/ vorgeschlagenen und mit ESR beobachteten di-Si(i)-Defekt.

9. Literaturverzeichnis

- /1/ H.J.Queisser; Solid St. Electronics 21, 1495 (1978)
- /2/ C.H.Henry,D.V.Lang; Phys.Rev. B 15, 989 (1977)
- /3/ H.Goto,Y.Adachi,T.Ikoma;
in Annual Research Report 6, 12 (1979)
Ed. Solid St. Electronics Laboratories,
Inst. of Industrial Science, Univ. Tokyo
- /4/ R.Pässler; Phys.Stat.Sol.(b) 86, K39 (1978)
Phys.Stat.Sol.(b) 86, K45 (1978)
Phys.Stat.Sol.(b) 86, 203 (1978)
- /5/ D.V.Lang,H.G.Grimmeiss,E.Meijer,M.Jaros; Phys.Rev.
- /6/ W.Shockley,W.T.Read; Phys.Rev. 87, 835 (1952)
- /7/ G.L.Miller,D.V.Lang,L.C.Kimerling;
Ann.Rev.Mater.Sci, 377 (1977)
- /8/ J.D.Cohen,D.V.Lang,J.C.Bean,J.P.Harbison;
J.Non-Crystalline Solids 35, 581 (1980)
- /9/ B.Balland,R.Blondeau,P.Pinard;
Sol.St.Comm. 26, 679 (1978)
- /10/ P.M.Petroff,D.V.Lang; Appl.Phys.Lett., 31(2), 60 (1977)
- /11/ C.T.Sah,W.Shockley; Phys.Rev. 109, 1103 (1957)
- /12/ C.T.Sah; Proc. of IEEE 55, 654 (1967)
- /13/ C.T.Sah,L.Forbes,L.L.Rosier,A.F.Tasch;
Sol.St.Electronics 13, 759 (1970)
- /14/ A.Many,Y.Goldstein,N.B.Grover: Semiconductor Surfaces;
Ed.John Wiley, New York (1965)
- /15/ S.M.Sze: Physics of Semiconductor Devices;
Ed.John Wiley, New York (1969)

- /16/ E.Spenke: Elektronische Halbleiter;
Ed.Springer, Berlin (1965)
- /17/ L.C.Kimerling; J.Appl.Phys. 45, 1839 (1974)
- /18/ G.H.Glover; IEEE Trans. ED 19, 138 (1972)
- /19/ M.Schulz; Proc.European Summer School:
Scientific Princ. Semiconductor Technology,
p.191, Bad Boll (1974)
- /20/ N.I.Meyer,T.Gulbrandsen; Proc.IEEE 51, 1631 (1963)
- /21/ K.Heime; Z.Angew.Phys. 32, 374 (1971)
- /22/ R.A.Moline; J.Appl.Phys. 42, 3553 (1971)
- /23/ W.C.Johnson,P.T.Panoussis;
IEEE Trans. ED-18, 965 (1971)
- /24/ H.G.Grimmeis,L.A.Ledebo,E.Meijer;
Second "Lund" Conf., Ste. Maxime France (1979)
- /25/ A.S.Grove; Physics and Technology of Semiconductor Devices,
Ed. Wiley & Sons, New York (1967)
- /26/ A.Goetzberger,M.S.Sze;
MIS physics in Appl.Sol.St.Science p.154,
Ed.R.Wolfe and C.J.Kreismann, Academic Press New York (1969)
- /27/ A.Goetzberger,M.Schulz;
Festkörperprobleme 13, 309 (1973)
- /28/ A.Goetzberger,E.Klausmann,M.J.Schulz;
CRC Critical Reviews in Sol.St.Science 6, 1 (1976)
- /29/ B.E.Deal; J.Electrochem.Soc. 127, 979 (1980)
- /30/ K.Ziegler,E.Klausmann,S.Kar;
Sol.St.Electronics 18, 189 (1974)
- /31/ T.J.Tredwell,C.R.Viswanathan;
Appl.Phys.Lett. 36, 460 (1980)

- /32/ T.J.Tredwell,C.R.Viswanathan; Sol.St.Electron (1980)
- /33/ M.Schulz; Inst.Phys.Conf.Ser. 50, 93 (1979)
- /34/ H.G.Grimmeis; Ann.Rev.Mater.Sci, 341 (1977)
- /35/ D.V.Lang; J.Appl.Phys. 45, 3014,3023 (1974)
- /36/ D.V.Lang; Topics in Appl.Phys. 37, 93 (1979)
- /37/ D.S.Day,M.Y.Tsai,B.G.Streetman,D.V.Lang;
J.Appl.Phys. 50, 5093 (1979)
- /38/ D.V.Lang,R.A.Logan; J.Electron.Mat. 4, 1053 (1975)
- /39/ K.Nagasawa,M.Schulz; Appl.Phys. 8, 35 (1975)
- /40/ D.Madelung; Grundlagen der Halbleiterphysik,
Ed.Springer Verlag (1970)
- /41/ O.Wada,S.Yanagisawa,H.Takanashi;
Appl. Phys. 13, 5 (1977)
- /42/ M.Lax; Phys.Rev. 119, 1502 (1960)
- /43/ D.V.Lang,C.H.Henry; Phys.Rev.Lett. 35, 1525 (1975)
- /44/ C.H.Henry,D.V.Lang; Phys.Rev. B15, 989 (1977)
- /45/ D.Engstrom,A.Alm; Phys.Stat.Sol.(b) (1980)
- /46/ Y.P.Varshni; Physica 39, 149 (1967)
- /47/ C.D.Thurmond; J.Electrochem.Soc. 122, 1133 (1975)
- /48/ J.Dziewior,D.Silber; Abstrakt Nr. HL 300,
Verhandlungen der DPG über Festkörperphysik (1980)
- /49/ H.Lefèvre,M.Schulz; Appl.Phys. 12, 45 (1977)
- /50/ H.Lefèvre,M.Schulz; IEEE ED-24, 973 (1977)
- /51/ J.J.O'Dwyer: The theorie of electrical conduction
and breakdown in solid dielectrics;
Clarendon Press p.78 Oxford (1973)

- /52/ G.H.Glover; IEEE Trans.ED-19, 138 (1972)
- /53/ N.M.Johnson,D.J.Bartelink,R.B.Gold,J.F.Gibbons;
J.Appl.Phys. 50, 4828 (1979)
- /54/ N.M.Johnson; Appl.Phys.Lett. 34, 802 (1979)
- /55/ K.L.Wang; Appl.Phys.Lett. 29, 700 (1976)
- /56/ K.L.Wang;
in Semiconductor Characterisation Techniques; p.43,
Ed.P.A.Barnes,G.A.Rozgonyi, Electrochemical Soc. (1978)
- /57/ K.Yamasaki,M.Toshida,T.Sugano;
Jpn.J.Appl.Phys. 18, 113 (1979)
- /58/ N.M.Johnson,D.J.Bartelink,J.P.McVittie;
J.Vac.Sci.Technol. 16, 1407 (1979)
- /59/ K.L.Wang; IEEE Trans.ED-26, 819 (1979)
- /60/ G.Goto,S.Yanagisawa,O.Wada,H.Takanashi;
Jpn.J.Appl.Phys. 13, 1127 (1974)
- /61/ N.M.Johnson,D.J.Bartelink,M.Schulz:
Proc.Int.Topical Conf. on the Physics of SiO₂ and its
Interfaces, Yorktown Heights, N.Y. (1978),
Ed.: S.T.Pantelides; p.421
- /62/ M.Schulz,N.M.Johnson; Sol.St.Commun.25, 481 (1978)
Errata Sol.St.Commun.26, No.2, 126i (1978)
- /63/ M.Schulz,E.Klausmann; Appl.Phys. 18, 169 (1979)
- /64/ M.Schulz,N.M.Johnson; Appl.Phys.Lett. 31, 622 (1977)
- /65/ H.Deuling,E.Klausmann,A.Goetzberger;
Sol.St.Electron. 15, 559 (1972)
- /66/ E.H.Nicollian,A.Goetzberger;
The Bell System Technical Journal 46, 1055 (1967)

- /67/ E.Klausmann; Inst.Phys.Conf.Ser. 50, 97 (1979)
- /68/ L.C.Kimerling; Inst.Phys.Conf.Ser. 46, 56 (1979)
- /69/ L.C.Kimerling,H.M.DeAngelis,J.W.Diebold;
Solid.St.Comm. 16, 171 (1975)
- /70/ L.C.Kimerling,C.P.Carnes; J.Appl.Phys. 42, 352 (1971)
- /71/ L.C.Kimerling; Sol.St.Electronics 21, 1391 (1978)
- /72/ G.D.Watkins,J.R.Troxell; Phys.Rev.Lett. 44, 593 (1980)
- /73/ G.L.Miller,D.A.H.Robinson,S.D.Ferris;
loc.cit. /56/,p.1
- /74/ S.Misrachi,A.R.Peaker,B.Hamilton; J.Phys.E (1979)
- /75/ J.Guldborg; J.Phys.E:
Scientific Instruments 10, 1016 (1977)
- /76/ D.S.Day,M.J.Helix,K.Hess,B.G.Streetman;
Rev.Sci.Instrum. 50, 1571 (1979)
- /77/ Ch.Hurtes,M.Boulou,A.Mitonneau,D.Bois;
Appl.Phys.Lett. 32, 821 (1978)
- /78/ L.Forbes,U.Kaempf;
Hewlett-Packard Journal p.29 April (1979)
- /79/ M.Schulz,H.Lefèvre,F.Pohl;
Forschungsbericht BMFT-FB T 79-117;
Fachinformationszentrum Karlsruhe (1979)
- /80/ H.Lefèvre; Diplomarbeit, Universität Freiburg (1977)
- /81/ Semiconductor Silicon 1977, Ed. H.Huff und E.Sirtl,
Electrochemical Society 1977
- /82/ J.Guldborg: Microdefects in Float-Zone Silicon;
Thesis, Technical University of Denmark (1978)
- /83/ H.Mitlehner,M.Schnöller,P.Voß;
Forschungsbericht BMFT-NT614 (1978)
ZLDI, Postf. 860 880, München 86

- /84/ K.Graff,H.Fischer; in: Topics in Applied Physics,
Vol.31 "Solar Energy Conversion",
Ed.B.O.Seraphin, Springer Verlag (1979)
- /85/ K.Ikuta,Y.Matsuoka,H.Takaoka; in:
Digest of Tech.papers C-3-2, p.139
The 11th Conf. on Sol.St.Dev. Tokyo (1979)
- /86/ G.A.Rozgonyi,R.A.Kushner;
J.Electrochem.Soc. 123, 570 (1976)
- /87/ E.Sirtl,A.Adler; Z.Metallkd. 52, 529 (1961)
- /88/ L.T.Bernewitz,K.R.Mayer;
Phys.Stat.Sol.(a) 16, 579 (1973)
- /89/ A.J.R.de Kock; Philips Res.Rept.Suppl. No.1 (1973)
Festkörperprobleme, Vol.XVI, p.179;
ed.by J.Treusch (Vieweg, Braunschweig 1976)
loc.cit./81/, p.508
- /90/ H.Lefèvre; Appl.Phys. 22, 15 (1980)
- /91/ D.M.Maher,A.Staudinger,J.R.Patel;
J.Appl.Phys. 47, 3813 (1976)
- /92/ A.J.R.de Kock,W.T.Stacy,W.M.van de Wijgert;
Appl.Phys.Lett. 34, 611 (1979)
- /93/ P.Rai-Choudhury,J.Bartko,J.E.Johnson;
IEEE Trans.ED-23, 814 (1976)
- /94/ A.O.Evwaraye,E.Sun; J.Appl.Phys. 47, 3776 (1976)
- /95/ A.O.Evwaraye; Appl.Phys.Lett. 29, 476 (1976)
J.Appl.Phys. 48, 734 (1977)
J.Appl.Phys. 48, 3813 (1977)
J.Appl.Phys. 48, 1840 (1977)
- /96/ K.L.Wang,Y.H.Lee,J.W.Corbett;
Appl.Phys.Lett. 33, 547 (1978)

- /97/ N.M.Johnson,J.L.Regolini,D.J.Bartelinik,J.F.Gibbons,
K.N.Ratnakumar; Appl.Phys.Lett. 36, 425 (1980)
- /98/ M.Tanenbaum ,A.D.Mills;
J.Electrochem.Soc. 108, 171 (1961)
- /99/ H.M.Janus,O.Malmros; IEEE Trans.ED-23, 797 (1976)
- /100/ E.W.Haas,M.S.Schnöller; IEEE Trans.ED-23, 803 (1976)
- /101/ H.Herzer; loc.cit./81/, p.106
- /102/ U.Kaufmann,H.Mitlehner; J.Appl.Phys. (1978)
- /103/ L.J.van Ruyven,C.A.J.Ammerlaan;
Appl.Phys.Lett. 34, 632 (1975)
- /104/ J.Guldberg; Appl.Phys.Lett. 31, 578 (1977)
J.Phys.D: Appl.Phys. 11, 2043 (1978)
- /105/ B.J.Baliga,A.O.Evwaraye;
Conf.Proc. "Neutron Transmutation Doping in Semiconductors",
Columbia, 23.-26.April (1978) p.317
- /106/ M.Schulz,H.Lefèvre; loc.cit./81/, p.142
- /107/ C.M.Surko,A.L.Simons,D.H.Auston,J.A.Golovchenko,
R.E.Slusher,T.N.C.Venkatesan;
Appl.Phys.Lett. 34, 635 (1979)
- /108/ AIP Conf.Proc.Nr.50,
"Laser-Solid Interactions and Laser Processing"
Ed.S.D.Ferris,H.J.Leamy,J.M.Poate; Am.Inst.Physics (1979)
- /109/ P.M.Mooney,R.T.Young,J.Karins,Y.H.Lee,J.W.Corbett;
Phys.St.Sol.(a) 48, K31 (1978)
- /110/ N.M.Johnson,R.B.Gold ,J.F.Gibbons;
Appl.Phys.Lett. 34, 704 (1979)
- /111/ N.M.Johnson,R.B.Gold ,A.Lietoila,J.F.Gibbons;
loc.cit./108/ p.550

- /112/ J.L.Benton,L.C.Kimerling,G.L.Miller,D.A.H.Robinson,
G.K.Celler; loc.cit./108/ p.543
- /113/ K.L.Wang,Y.S.Liu,C.G.Kirkpatrick,G.E.Possin;
loc.cit./108/ p.569
- /114/ J.L.Benton,C.J.Doherty,S.D.Ferris,L.C.Kimerling,
H.J.Leamy,G.K.Celler;
MRS Boston (1979), (AIP Conf.Proc. 1980)
- /115/ L.C.Kimerling,J.L.Benton;
MRS Boston (1979), (AIP Conf.Proc. 1980)
- /116/ N.M.Johnson,D.J.Bartelink,M.D.Moyer,J.F.Gibbons,
A.Lietoila,K.N.Ratnakumar,J.L.Regolini;
MRS Boston (1979), (AIP Conf.Proc. 1980)
- /117/ "Projected Range Statistics";
Ed.J.F.Gibbons,W.S.Johnson,S.W.Mylroie;
Halsted Press (1975)
- /118/ R.B.Fair; Vol.II "Processing Technologies"
(suppl.Applied Solid State Science);
Ed.D.Kahng, Academic Press (1980)
- /119/ K.Hofmann,H.Lefèvre,M.Schulz; ESSDERC, München (1979)
- /120/ W.Fahrner; J.Electrochem.Soc. 121, 784 (1974)
- /121/ L.Jastrzebski,J.Lagowski; Abstr.No.152, p.402
Extended Abstracts Vol.80-1,
Electrochemical Society St.Louis, Missouri May (1980)
- /122/ D.Wruck,P.Gaworzewski; Phys.St.Sol.(a) 56, 557 (1979)
- /123/ H.Föll,U.Gösele,B.O.Kolbesen;
J.Cryst.Growth 40, 90 (1977)
- /124/ S.Kishino,Y.Matsushita,M.Kanamori;
Appl.Phys.Lett. 35, 213 /1979)

- /125/ A.Brelot,J.Charlemagne; in:
"Radiation Effects in Semiconductors",
Ed.Corbett,Watkins p.161,
Gordon & Breach Science, London (1971)
- /126/ L.C.Kimerling,P.Blood,W.M.Gibson;
Inst.Phys.Conf. 46, 273 (1979)
- /127/ L.C.Kimerling; Inst.Phys.Conf.Ser. 31, 221 (1977)
- /128/ L.E.Katz,L.C.Kimerling;
J.Electrochem.Soc. 125, 1680 (1978)
- /129/ A.Rohatgi,P.Rai-Choudhury;
J.Electrochem.Soc. 127, 1136 (1980)
- /130/ J.R.Troxell; Dissertation, Lehigh University USA (1979)
- /131/ G.D.Watkins; Inst.Phys.Conf. 23, p.1 (1975)
- /132/ A.Seeger,W.Frank,U.Gösele;
Inst.Phys.Conf. 46, 148 (1979)
- /133/ A.Seeger; in Festkörperprobleme XVI, p. 149
Ed.J.Treusch, (1976)
- /134/ J.A.van Vechten; Phys.Rev.B17, 3197 (1978)
- /135/ Y.H.Lee,J.W.Corbett; Sol.St.Comm. 15, 1781 (1974)
- /136/ Y.H.Lee,N.N.Gerasimenko,J.W.Corbett;
Phys.Rev.B14, 4506 (1976)
- /137/ A.Seeger,H.Föll,W.Frank; Inst.Phys.Conf. 31, 12 (1977)
- /138/ U.Gösele; Abstr.No.131, Volume 80-1,
157th Meeting Electrochem.Soc., St.Louis,USA (1980)
- /139/ R.B.Fair; Abstr.No.132, loc.cit./138/

- /140/ K.L.Brower; Bull.AM.Phys.Soc. 21, 364 (1976)
Phys.Rev.B14, 872 (1976)
- /141/ K.M.Kim; J.Appl.Phys. 50, 1135 (1979)
- /142/ L.L.Bernewitz,B.O.Kolbesen,K.R.Mayer,G.E.Schuh;
Appl.Phys.Lett. 25, 277 (1974)
- /143/ G.A.Kholodar,Yu.V.Dankovskii,V.V.Konoplyanyi,
V.L.Vinetskii; Sov.Phys.Semicond. 10, 1016 (1976)
- /144/ W.Frank; Inst.Phys.Conf. 23, 23 (1975)
- /145/ W.Jung,G.S.Newell; Phys.Rev. 132, 648 (μ 963)
- /146/ Y.H.Lee,J.W.Corbett,K.L.Brower;
Phys.St.Sol(a) 41, 637 (1977)
- /147/ H.F.Kappert,N.Pfannkuche,K.F.Heidemann,E.te Kaat;
Radiation Effects 45, 33 (1979)
- /148/ G.A.Rozgonyi,P.M.Petroff,M.H.Read;
J.Electrochem.Soc. 122, 1725 (1975)
- /149/ U.Gösele,H.Strunk; Appl.Phys. 20, 265 (1979)
- /150/ K.Graff,H.Pieper; J.Electrochem.Soc. (1980)
- /151/ H.Lefèvre,M.Schulz; Appl.Phys. 18, 35 (1979)
- /152/ R.Ferretti,W.R.Fahrner,D.Bräunig;
IEEE Trans.Nucl.Sci (Conf.issue) NS-26 (1979)
- /153/ C.E.Barnes; J.Electron.Mater. 8, 437 (1979)
- /154/ M.J.Hill,M.Lietz,R.Sittig,W.Frank,U.Gösele,A.Seeger;
Conf.Radiation Damage in Semicond., Tiflis (1979)
- /155/ L.C.Kimerling,J.R.Patel; Appl.Phys.Lett. 34, 73 (1979)
- /156/ J.R.Patel,L.C.Kimerling;
Journal de Physique C6 suppl.No.6, tome 40, p.C6-67 (1979)

- /157/ P.Bräunlich; Topics in Appl.Phys. 37, 50 (1979)
- /158/ E.E.Wagner,D.Hiller,D.E.Mars;
Rev.Sci.Instrum. 51, 1205 (1980)
- /159/ R.L.Marchand,C.T.Sah; J.Appl.Phys. 48, 336 (1977)
- /160/ M.D.Jack,R.C.Pack,J.Henriksen; IEEE Trans. ED (Dec. 1980)

10. Verwendete Konstanten

ϵ_0	$8.854 \cdot 10^{-2}$	(pF/cm)
$\epsilon_r(\text{Si})$	11.7	
$\epsilon_r(\text{SiO}_2)$	3.84	
k	$8.617 \cdot 10^{-5}$	(eV/K)
$N_c(\text{Si})$	$5.39 \cdot 10^{15} T^{1.5}$	(cm ⁻³)
$N_v(\text{Si})$	$1.96 \cdot 10^{15} T^{1.5}$	(cm ⁻³)
q	$1.602 \cdot 10^{-7}$	(pF V)
$\langle v_{th} \rangle_n(\text{Si})$	$1.016 \cdot 10^6 T^{0.5}$	(cm/sec)
$\langle v_{th} \rangle_p(\text{Si})$	$9.007 \cdot 10^5 T^{0.5}$	(cm/sec)

11. Symbolverzeichnis

a	Abkürzung für $c_n + e_p$
A	Kontaktfläche
A_n, A_p	Abkürzung für $\sigma_n \langle v_{th} \rangle_n N_c, \sigma_p \langle v_{th} \rangle_p N_v$
α, β, γ	Rechengrößen
b	Abkürzung für $c_p + e_n$
c_n, c_p	Einfangraten von Elektronen bzw. Löchern
C	Kapazität
C_r	Raumladungskapazität
C_{ox}	Oxidkapazität
C_{LF}	Quasistatische Kapazität

d_{ox}	Oxiddicke
D_{it}	Grenzflächenzustandsdichte
e_n, e_p	Emissionsraten von Elektronen bzw. Löchern
ϵ_s	Dielektrizitätskonstante des Halbleiters
ϵ_{ox}	Dielektrizitätskonstante des Oxids
	elektrisches Feld
E_f	energetische Lage des Ferminiveaus
E_{fn}, E_{fp}, E_{ft}	energetische Lage des Quasiferminiveaus für Elektronen, Löcher und Haftstellen
E_{fs}	Position des Ferminiveaus an der Grenzfläche SiO_2 -Si
E_c, E_v	Energie von Leitungs- und Valenzband
f_E	Fermi-Diracfunktion
ϕ_B	Barrierenhöhe
g	Entartungsfaktor
g_0, g_1	Entartungsfaktor des mit Elektronen unbesetzten bzw. besetzten Zustandes
G	freie Gibbsche Energie
H	Enthalpie
i_{sp}	Sperrstromdichte
k	Boltzmannkonstante
λ_D	Debyelänge
m_e^*, m_p^*	effektive Massen von Elektronen, Löchern
μ_n, μ_p	Beweglichkeit von Elektronen, Löchern
n_0	freie Elektronenkonzentration

n_i	intrinsische Ladungsträgerkonzentration
N_A, N_D	Akzeptor- und Donatorkonzentration
N_T	Trapkonzentration
N_T^0	Konzentration mit Elektronen unbesetzter Traps
N_T^-	Konzentration mit Elektronen besetzter Traps
$N(E)$	Zustandsdichte
N_C, N_V	effektive Zustandsdichte im Leitungs- und Valenzband
ψ_s	Oberflächenpotential
p_0	freie Löcherkonzentration
q	Elementarladung
Q_f	feste Oxidladung
Q_m	bewegliche Oxidladung
Q_{ot}	getrappte Oxidladung
σ_n, σ_p	Einfangquerschnitt für Elektronen, Löcher
S	Entropie
τ	Zeitkonstante
τ_B, τ_e	Zeitkonstante des Beobachtungsfensters, der Emission
T	absolute Temperatur
$\langle v_{th} \rangle_n, \langle v_{th} \rangle_p$	mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen, Löcher
$V(x)$	Spannungspotential
V_D	Diffusionsspannung
V_G	Gatespannung
V_p	Impulsspannung
V_r	Sperrspannung
x_p, x_r	Tiefe der Raumladungszone während der Impuls bzw. Sperrspannung

Anhang:

Computersimulationen von DLTS-Signalen

In diesem Abschnitt der Arbeit sind zur Veranschaulichung der Meßmethode und des Einflusses der Raumladungszone auf die Messung Computersimulationen von DLTS-Signalen gezeigt, wie sie zum Anpassen von Meßwerten verwendet werden können. Der erste Teil demonstriert Änderungen der Konzentrations- und Energieauflösung durch die Wichtungsfunktion. Der zweite Teil zeigt Variationen der Amplituden und Emissionsraten in Abhängigkeit des Minoritätsträger-Einfangquerschnittes und der freien Ladungsträgerkonzentration während des Einfangs- und Emissionsprozesses. Im dritten Teil wird schließlich die Ladungsträgerverteilung innerhalb der Raumladungszone einer Schottkydiode und der einer MOS-Struktur berücksichtigt.

Einfluß der Wichtungsfunktion

Zur Simulation der DLTS-Signale wird eine Wichtungsfunktion bestehend aus Rechteckfunktionen der Amplitude 1 und positivem oder negativem Vorzeichen angenommen, wie sie der Messung mit einem 2-Kanal Boxcar-Integrator entspricht (vgl. Abb. 10). Bei sehr kurzer Dauer Δt des Meßtores im Boxcar-Integrator oder bei Verwendung eines schnellen Spannungsmessers wie in dieser Arbeit, ist die Dauer Δt des Meßtores im Vergleich zu den eingestellten Meßzeiten t_1 , t_2 nach dem Anregungsimpuls vernachlässigbar.

In Abb. 56 ist für ein angenommenes Haftstellenniveau bei $E_C - 0.2$ eV unter folgenden Vereinfachungen ein simuliertes DLTS-Signal aufgezeichnet worden: (i) Reine Majoritätsträgeremission nach (2.8), (ii) vollständige Umladung der Haftstelle (100 %), (iii) kein Einfluß der Raumladungszone und (iv) vernachlässigbare Dauer des Meßtores ($\Delta t \rightarrow 0$).

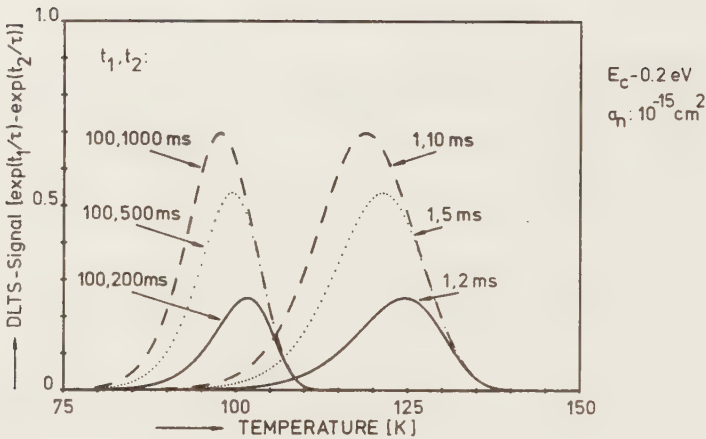


Abb.56: Simulierte DLTS-Spektren einer Haftstelle zur Demonstration des Einflusses der Meßzeitpunkte t_1 und t_2 in der Wichtungsfunktion.

Die Signale sind jeweils für die angegebenen Meßzeiten t_1, t_2 nach dem Anregungsimpuls als Funktion der Temperatur berechnet worden. Verschiebungen der Maxima auf der Temperaturskala und Änderungen der Signalamplituden in Abhängigkeit der Meßzeiten sind deutlich sichtbar. Die Verschiebungen werden zur Auswertung der Haftstellenparameter in einem Arrheniusplot genutzt (Beziehungen 3.1 und 3.2). Die Änderung der Signalamplituden durch das Verhältnis $t_1 : t_2$ kann der Optimierung der Konzentrations- oder Energieauflösung dienen. Für das Verhältnis $t_1 : t_2 = 1 : 10$ ist im berechneten Signal das Signal-Rauschverhältnis am besten. Die Energieauflösung ist aber für ein Verhältnis $t_1 : t_2 = 1 : 2$ besser, wie es im nächsten Simulationsbeispiel gezeigt ist.

Die Berechnung wurde mit den oben gegebenen Annahmen und zwei unabhängigen Haftstellenniveaus bei $E_c - 0.20$ eV, $\sigma_n = 1.10^{-15} \text{ cm}^2$ und $E_c - 0.22$ eV, $\sigma_n = 1.10^{-15} \text{ cm}^2$ mit jeweils 100 % Umladung durchgeführt und ist in Abb. 57 gezeigt. Am deutlichsten werden beide Niveaus durch das Zeitverhältnis $t_1 : t_2 = 1 : 2$ aufgelöst. Außerdem wird durch Beobachtung bei tieferen Temperaturen d.h. langen Meßzeiten t_1 die Trennschärfe größer. Noch höhere Trennschärfe kann durch Verwendung anderer Wichtungsfunktionen mit mehreren Meßgates erzielt werden /48/.

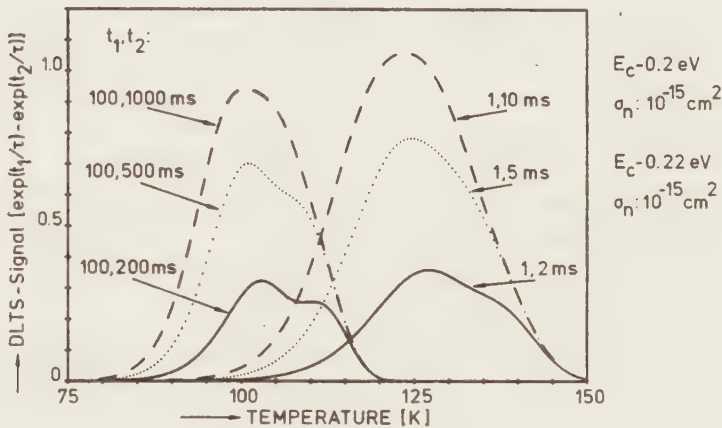


Abb.57: Simulierte DLTS-Spektren zur Demonstration des Energieauflösungsvermögens.

Haftstellenparameter können durch Anpassen dieser Simulationskurven an die Meßdaten ermittelt werden. Wie in einem Arrheniusplot wird die Verschiebung der Maxima im Spektrum in Abhängigkeit der Beobachtungszeitkonstanten durch die energetische Lage der Haftstelle vorgegeben.

Die Position im Spektrum und die Halbwertsbreite des Signals werden durch den Einfangquerschnitt (in diesem Fall der Majoritätsträger) bestimmt. In Abb. 58 sind DLTS-Signale zweier verschiedener Niveaus gezeigt, deren Maxima bei der zeitlichen Korrelation $t_1 : t_2 = 1 : 2$ zusammenfallen. Die unterschiedlichen Halbwertsbreiten weisen dabei schon auf zwei verschiedene Niveaus hin, ohne daß das Spektrum mit einer anderen Beobachtungszeitkonstanten gemessen werden muß.

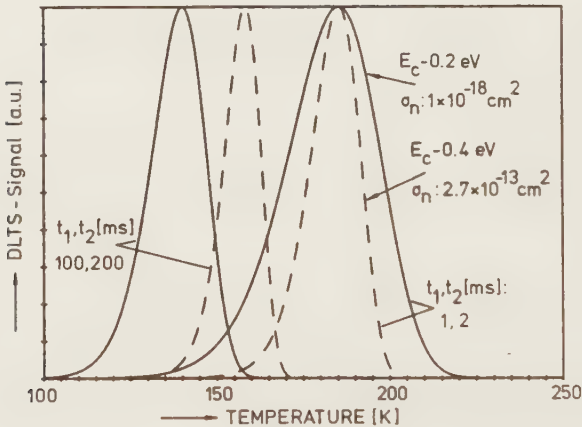


Abb. 58: Einfluß der Haftstellenparameter auf simulierte DLTS-Signale.

Einfluß der Emission von Minoritätsträgern

Bei Haftstellen, die in der Nähe der Bandmitte liegen, muß die Majoritätsträger- und Minoritätsträger-Emission (Abschnitt 3.1.3) berücksichtigt werden. Die zusätzliche Minoritätsträgeremission ist durch den Parameter des Löschereinfanges σ_p und die Aktivierungsenergie zur Valenzbandkante gegeben. Je größer dieser Einfangquerschnitt

ist, um so deutlicher wird sein Einfluß auf die Amplituden und die Position des Maximums. Ein Beispiel für ein Niveau in der oberen Bandhälfte ist in Abb. 59 gezeigt, wobei in der Berechnung die Annahmen (i) und (ii) weggelassen und die freie Ladungsträgerkonzentration n_0 als konstant angenommen wird. Eine Auswertung mit der Arrheniusaufzeichnung würde die energetische Lage der Haftstelle nicht korrekt wiedergeben, da die Maxima in der Temperaturskala verschoben sind. Die gepunktete Kurve wurde für gleiche Haftstellenparameter wie die gestrichelte berechnet, jedoch ohne Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit des Bandabstandes. Für letztere Berechnung wurde ein konstanter Wert $E_G = 1.12$ eV verwendet. (Korrektur wäre an dieser Stelle die Enthalpie ΔH_{cv} bzw. $(\Delta H_n + \Delta H_p)$ einzusetzen. Siehe auch Beziehung 3.14 .)

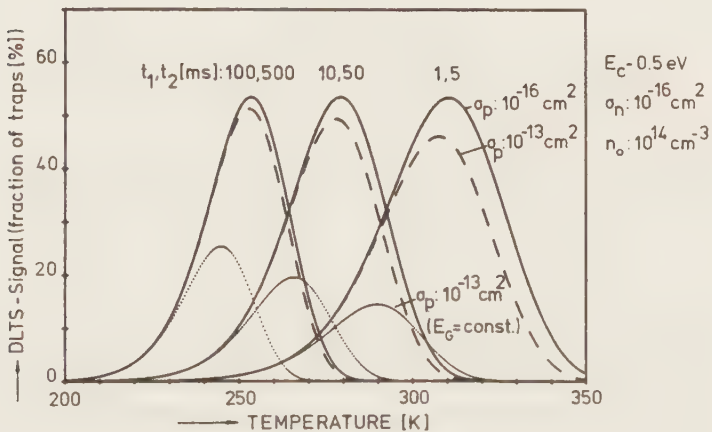


Abb.59: Einfluß des Minoritätsträgereinfangquerschnittes auf simulierte DLTS-Signale eines Haftstellenniveaus in der oberen Bandhälfte. In den gepunkteten Kurven dieser Abbildung wurde der Bandabstand E_G als konstant angenommen.

Bei einem Niveau in der unteren Bandhälfte, in n-Typ-Material, erhöht sich entsprechend (2.37) die Amplitude mit zunehmender Temperatur. Ein gerechnetes Beispiel für drei verschiedene Einfangquerschnitte ist in Abb. 60 dargestellt. Die Verschiebung der Maxima in der Temperaturskala und die Amplitudenänderung ist deutlich zu sehen.

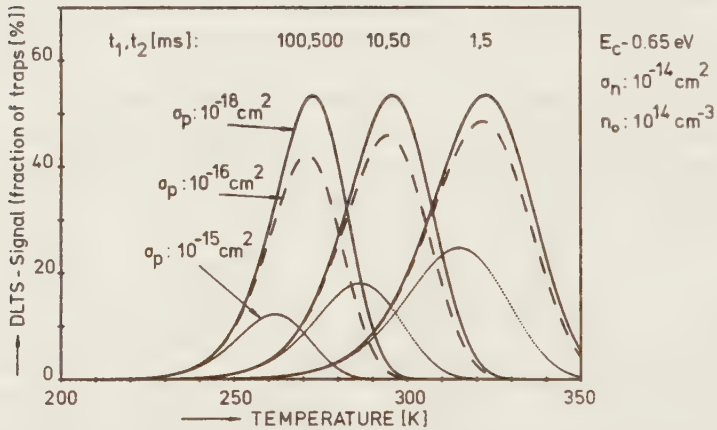


Abb.60: Einfluß des Minoritätsträgereinfangquerschnitts auf simulierte DLTS-Signale eines Haftstellen-niveaus in der unteren Bandhälfte.

Einfluß freier Majoritätsträger

Ist die Konzentration der freien Majoritätsträger während des Einfangprozesses zu gering, so können die Haftstellen nicht mehr vollständig besetzt werden und die Meßamplitude verschwindet, wie in Abb. 61 demonstriert wird. Die Verringerung der Amplitude in Abhängigkeit der Temperatur hat

einen anderen Verlauf als der Einfluß durch den Einfangsquerschnitt σ_p (Abb. 59 und Abb. 60). Der Einfluß dieses Effektes in einem gemessenen Spektrum kann durch Bestimmung der freien Ladungsträgerkonzentration mit z.B. der Leitfähigkeit oder der Dotierungskonzentration nach der CV-Methode ermittelt werden.

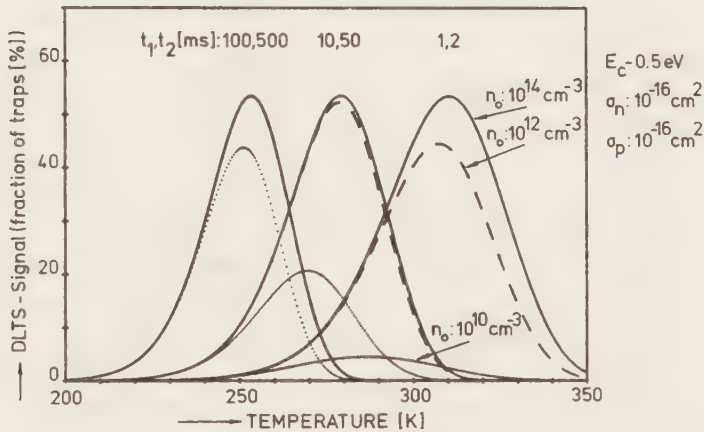


Abb.61: Variationen simulierter DLTS-Maxima, verursacht durch zu geringe freie Ladungsträgerkonzentration im Einfangprozeß (c_n). (Unabhängig vom Verhältnis $N_T : N_D$)

Freie Ladungsträger z.B. am Ende der Raumladungszone beeinflussen den Emissionsprozeß durch Wiedereinfang von Ladungsträgern. Selbst kleine Konzentrationen verändern schon das simulierte Signal. Im berechneten Beispiel (Abb. 62) mit den Voraussetzungen (iii) und (iv) verursacht eine konstante Konzentration von 10^8 cm^{-3} einen deutlichen Effekt auf die Amplitude. Bei einer Konzen-

tration n_0 von $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ während des Emissionsprozesses ist nur bei hohen Temperaturen ($t_1 = 1 \text{ ms}$, $t_2 = 5 \text{ ms}$) ein Maximum sichtbar, da dann das Besetzungsgleichgewicht entsprechend (2.39) und (2.10) hauptsächlich durch die Emissionsraten bestimmt wird.

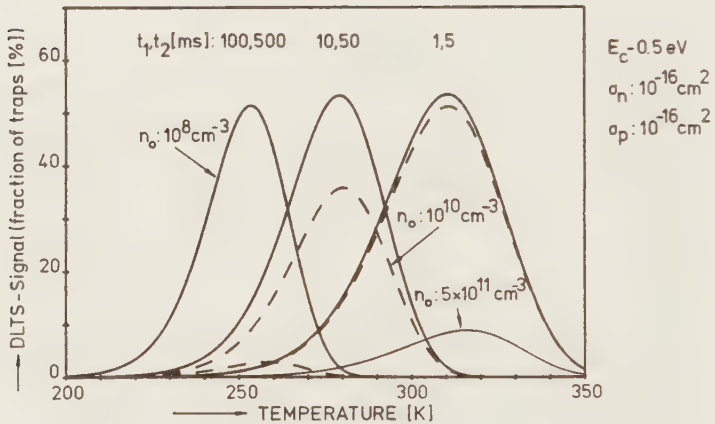


Abb.62: Einfluß der Majoritätskonzentration während des Emissionsprozesses (Wiedereinfang) auf simulierte DLTS-Signale.

Einfluß der Raumladungszone

Da sich die Ladungsträgerkonzentration innerhalb einer Raumladungszone ändert, muß für eine korrekte Simulation für jeden Ortspunkt die Ladungsträgerkonzentration während des Besetzungs- und Emissionsprozesses berechnet werden. Durch Integration der Poissongleichung erhält man die durch die Haftstellenumladung verursachte Änderung der Raumladungszone am Beispiel einer n-Typ Schottkydiode:

$$V = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{x_r} x N_D^* dx + x N_T f(\text{corr.}) dx \quad (\text{A } 1)$$

mit:

$$V = \text{Spannung über der RLZ } (V = V_D - V_r + \frac{kT}{q})$$

$f(\text{corr.})$ = Ortsabhängiger Anteil der Haftstellen,
die mit der DLTS-Korrelation beobachtet
werden

$$f(\text{corr.}) = A(x) \cdot [\exp\{-t_1/\tau(x)\} - \exp\{-t_2/\tau(x)\}]$$

$$A(x) = \frac{1}{N_T} [N_T^-(A) - N_T^-(E)] \text{ an der Stelle } x$$

$$\tau(x) = (c_n + c_p + e_n + e_p) \text{ an der Stelle } x$$

Diese Spannung kann in einen Temperatur- und Zeit-unabhängigen Anteil aufgespalten werden, unter der Bedingung, daß die freien Ladungen nicht in die Grunddotierung N_D^* einfrieren:

$$\begin{aligned} V &= V_0 + \Delta V(t) \\ &= \frac{q}{\epsilon} \int_0^{x_r} x N_D^* dx + \frac{q}{\epsilon} \int_0^{x_r} x N_T f(\text{corr.}) dx \end{aligned} \quad (\text{A } 2)$$

für eine konstante Trapkonzentration ergibt sich

$$\begin{aligned} \Delta V(t) &= \frac{q}{\epsilon} N_T S_T(t) \\ \text{mit } S_T(t) &= \int_0^{x_r} x f(\text{corr.}) dx \end{aligned} \quad (\text{A } 3)$$

In einem Rückkopplungssystem entspricht diese Spannung $\Delta V(t)$ dem Wert, der benötigt wird, die Kapazität konstant zu halten. Wird die Kapazitätsänderung gemessen, so gilt unter der Voraussetzung, daß die Trapkonzentration N_T wesentlich kleiner als die effektive Dotierung N_D^* ist, und mit Verwendung von Beziehung (2.32)

$$\Delta C(t) = \frac{N_T}{N_D^*} \cdot \frac{C^3}{A^2} \cdot S_T(t) \quad (A\ 4)$$

n-Typ Schottkydiode:

Die für die Berechnung verwendete freie Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit des Abstandes vom Metallkontakt einer n-Typ Schottkydiode ist in Abb. 63 gezeigt. Die Konzentrationen sind für die Spannung des Besetzungsimpulses V_p und die Sperrspannung V_r eingezeichnet worden.

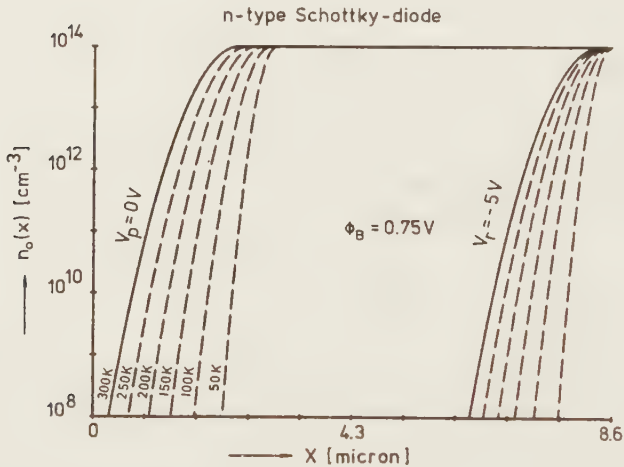


Abb.63: Beispiel der Elektronenkonzentrationen an einer n-Typ Silicium Schottkydiode wie sie für die Simulation von Raumladungsabhängigen DLTS-Signalen verwendet werden. (Schottky'sche Parabelnäherung)

Zur Berechnung wurde die Schottky'sche Parabelnäherung verwendet und die Barrierenhöhe ϕ_B als konstant angenommen.

men. Die Änderungen der Konzentration bei tiefen Temperaturen sind gestrichelt eingezeichnet. Die Minoritätsträger konnten in diesem Bereich unberücksichtigt bleiben.

Die aus diesen Elektronenverteilungen berechneten Amplituden $A(x)$ und Zeitkonstanten $\tau(x)$ ergeben für eine bestimmte Haftstelle einen Verlauf der Funktion $f(\text{corr.})$ wie er in Abb. 64 dargestellt ist. Bei 310 K werden in diesem Fall die Amplituden maximal, da die DLTS-Zeitkonstante τ_B den Emissionszeitkonstanten $\tau(x)$ entsprechen.

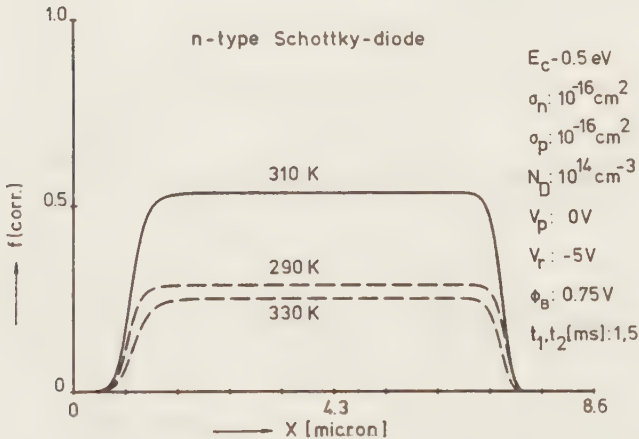


Abb.64: Beispiel für den Anteil von Haftstellen $\{f(\text{corr.})\}$ innerhalb der Raumladungszone einer Schottkydiode die zum DLTS-Signal beitragen (siehe Text).

Nach Multiplizieren dieser Funktion mit x und Integrieren über die gesamte Raumladungszone ergibt sich $S_T(t)$. Dieses Integral ist in Abhängigkeit der Temperatur und verschiedener DLTS-Beobachtungszeitkonstanten in Abb. 65 dargestellt. Für einen Vergleich wurde zusätzlich ein berechnetes DLTS-Signal willkürlicher Amplitude ohne Berücksichtigung der Raumladungszone gestrichelt eingezeichnet. Die Positionen der Maxima stimmen in der Temperaturskala überein. Die Amplituden des Signals $S_T(t)$ sind bei tiefen Temperaturen etwas verringert, was durch das Ansteigen des Majoritätsträger-Ferminiveaus verursacht wird.

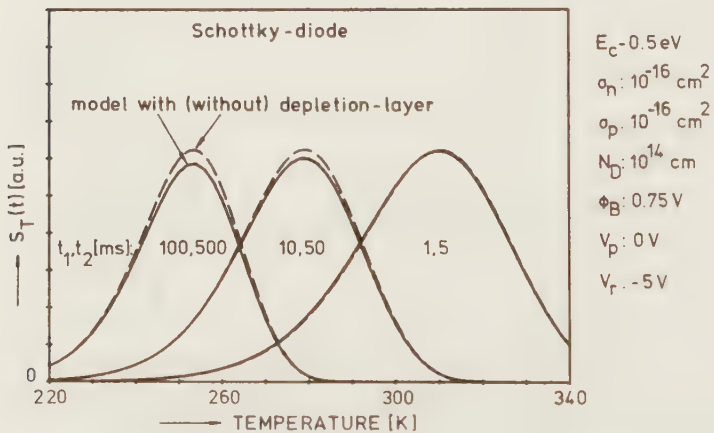


Abb.65: Vergleich simulierter DLTS-Signale an einer Schottkydiode mit Berücksichtigung der Raumladungszone (durchgezogene Linien) und ohne diese Berücksichtigung mit willkürlich angenommener Amplitude (gestrichelte Linie).

In einer MOS-Struktur müssen Majoritäts- und Minoritätsladungsträger bei der Umladung berücksichtigt werden. Die Ladungsträgerkonzentrationen wie sie für die DLTS-Simulation verwendet werden, sind für zwei Oberflächenpotentiale ψ_1 und ψ_2 für eine ideale n-Typ Silicium MOS-Struktur im thermischen Gleichgewicht mit der Parabelnäherung berechnet und in Abb. 66 eingezeichnet worden.

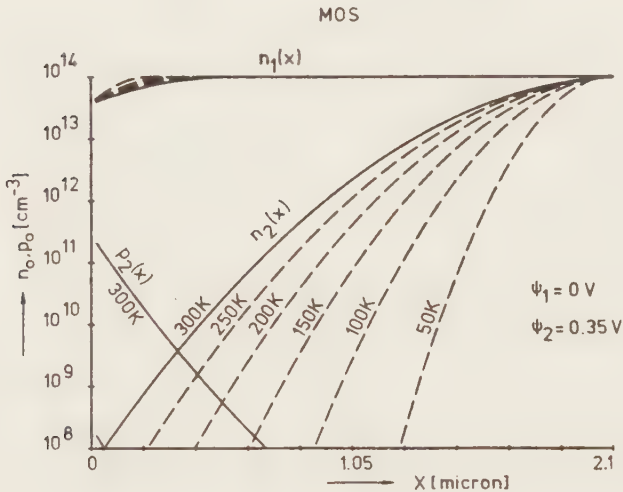


Abb.66: Ladungsträgerkonzentrationen im angenommenen thermischen Gleichgewicht einer idealen MOS-Struktur, wie sie für die Simulationsberechnungen verwendet werden. (Schottky'sche Parabelnäherung)

Die Löcherkonzentration $p_1(x)$ ist stets kleiner als 10^8 cm^{-3} und daher im Bild nicht zu erkennen.

Die Amplitude $A(x)$ innerhalb der RLZ für ein bestimmtes Niveau ist als Funktion des Ortes in Abb. 67 dargestellt.

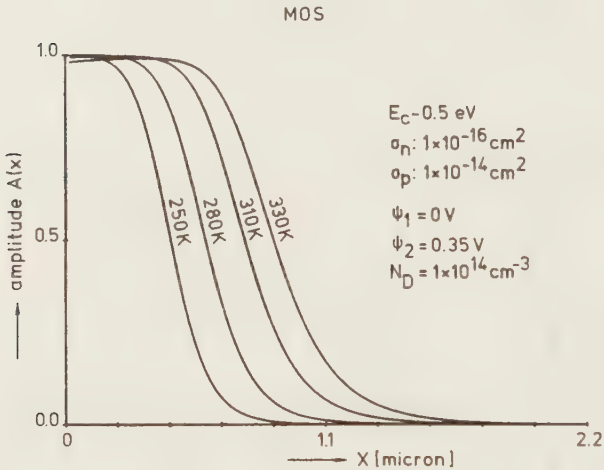


Abb.67: Beispiel für die Amplitude der Umladung einer Haftstelle innerhalb der Raumladungszone einer MOS-Struktur.

Die Emissionsrate als Funktion des Ortes wurde so berechnet, als ob sich die Minoritätsträger sofort auf den Gleichgewichtswert der neu eingestellten Spannung ψ_2 eingestellt hätten (Abb. 68).

Diese Annahme ist zwar nicht generell richtig, zeigt aber den Unterschied zur Schottky-Diode: In der Nähe der Grenzfläche wird die Rate der Umladung durch den Einfang von Löchern c_p größer.

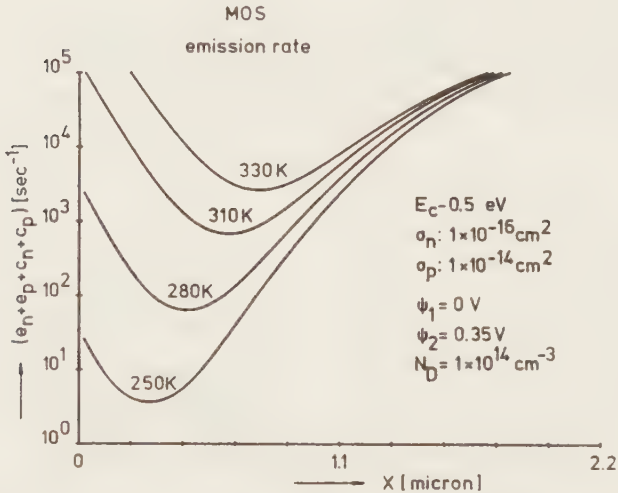


Abb.68: Berechnete Emissionsraten in Abhängigkeit der Position innerhalb der RLZ einer MOS-Struktur unter Verwendung der Löcherkonzentration des thermischen Gleichgewichts (siehe Text).

Korrekterweise muß die Generationsrate der Löcher berücksichtigt werden. Für tiefe Temperaturen ist die Generationsrate langsam im Vergleich zur Beobachtungszeitkonstanten. Die folgenden Rechnungen

zeigen daher den maximal möglichen Effekt der Löcherkonzentration. Die tatsächliche Löcherkonzentration kann für den Nichtgleichgewichtsfall nicht angegeben werden, da sie von der Art und Konzentration der Generationszentren abhängt (z.B. Grenzfläche).

Die aus diesen beiden Werten und den DLTS-Zeitfenstern ermittelte Spektralfunktion $f(\text{corr.})$ innerhalb der RLZ zeigt Abb. 69.

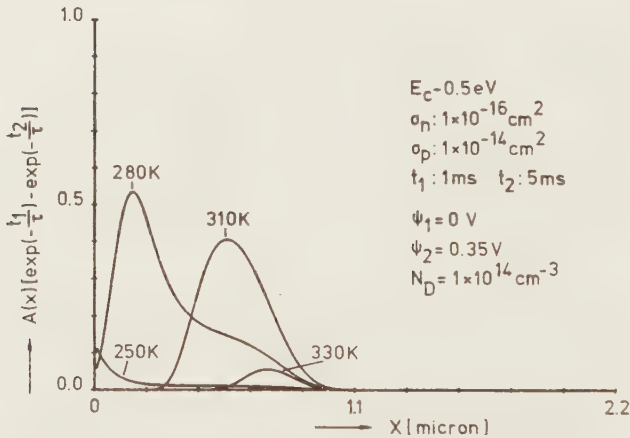


Abb.69: Anteil der Haftstellen innerhalb der RLZ einer MOS-Struktur die mit den Amplituden aus Abb. 67 und den Emissionsraten aus Abb. 68 zum simulierten DLTS-Signal beitragen.

Im Maximum des DLTS-Signales bei 310 K ($1/\tau_B = e_n$) entspricht diese Funktion dem Verhalten in der Schottky-diode. Bei tieferen Temperaturen tritt in der Nähe der Grenzfläche jedoch ein bisher unbeachteter Einfluß der Löcher auf. Die Spektralfunktion $f(\text{corr.})$ zeigt dort ein Maximum. Die Wirkung dieses Maximums auf das Meßsignal verringert sich durch Multiplikation im Integral durch $x = x' + d_{ox}$ (Beziehung 3.45) wie in Abb. 70 gezeigt ist.

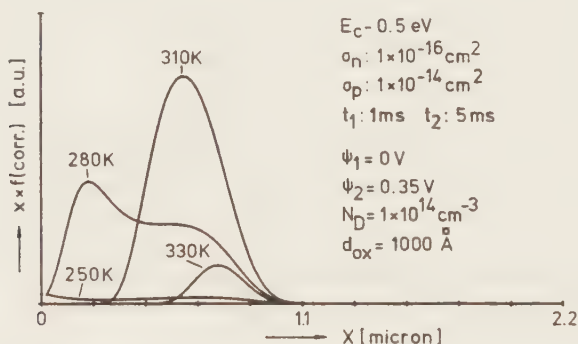


Abb.70: Einfluß der Wichtung des Ortes x und der Oxiddicke d_{ox} auf das simulierte DLTS-Signal für einen Vergleich mit Abb. 69. (siehe Text)

Der Verlauf des Integrals $S_T(t)$ als Funktion der Temperatur ist in Abb. 71 gezeigt. Die Berechnung ohne Raumladungsabhängige Ladungsverteilung ist wieder gestrichelt eingezeichnet.

net. In diesem Fall ist ein deutlicher Unterschied der Position der Maxima in der Temperaturskala erkennbar, der bei einer Arrheniusauswertung eine falsche energetische Lage ergeben würde. Die Änderung der Amplitude ist wesentlich größer als bei der Schottkydiode.

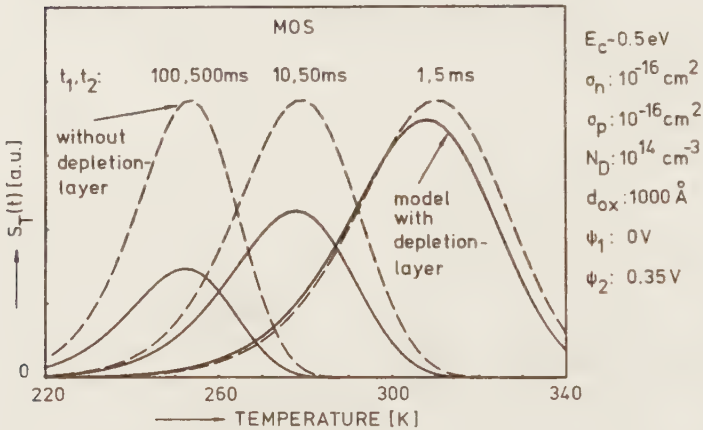


Abb.71: Vergleich simulierter DLTS-Signale mit Berücksichtigung der RLZ einer MOS-Struktur (durchgezogene Linie) und ohne den Einfluß der RLZ mit willkürlich angenommener Amplitude (gestrichelte Linie).

Die Verschiebung des Maximums ist wegen des Löcheranteiles sowohl von dem Oberflächenpotential ψ_2 als auch von dem Einfangquerschnitt für Löcher σ_p abhängig. Siehe Abb. 72 und Abb. 73 .

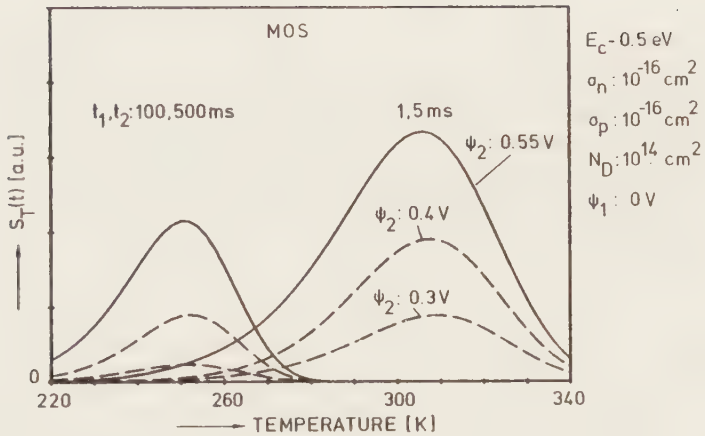


Abb.72: Einfluß des Oberflächenpotentials auf die Amplitude und Position in der Temperaturskala eines simulierten DLTS-Signales einer MOS-Struktur.

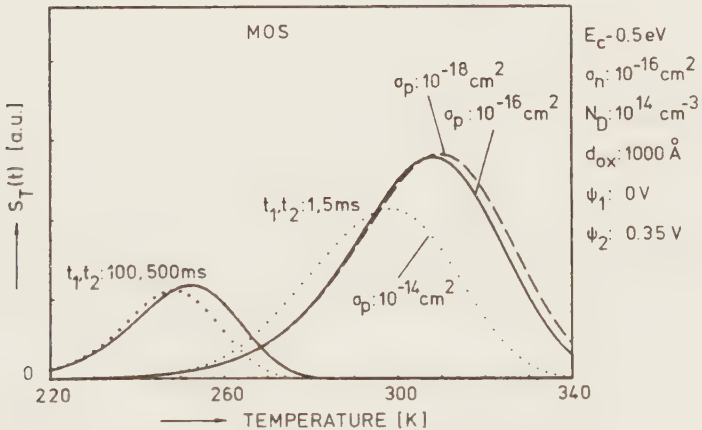


Abb.73: Einfluß des Minoritätsträgereinfangquerschnittes einer Haftstelle auf simulierte DLTS-Signale einer MOS-Struktur.

Mit einem Simulationsprogramm, das zur Anpassung von Haftstellenparametern an DLTS-Meßsignale verwendet wird, können daher exaktere Haftstellenparameter ermittelt werden als mit einer Arrheniusaufzeichnung.

Die vorliegende Arbeit wurde unter der wissenschaftlichen Betreuung von Professor Dr.M.J.Schulz am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg begonnen und am Institut für Angewandte Physik in Erlangen weitergeführt.Für sein stetes Interesse und Unterstützung der Arbeit sowie zahlreiche Diskussionen möchte ich ihm an dieser Stelle besonders danken.

Den Mitarbeitern des Fraunhofer-Institutes gilt mein Dank für die Hilfe bei Probenpräparationen zu Beginn der Arbeit und anregende Diskussionen.Den Mitarbeitern des Institutes für Angewandte Physik bin ich für vielfache Unterstützung dankbar.Insbesondere danke ich Herrn Professor R.Helbig für Diskussionen,Herrn Dr.G.Pensl und W.Letzel für die Ausführung der Selbstimplantation, Herrn Dipl.Phys.K.Hofmann für die Zusammenarbeit an MOS-Strukturen und Herrn Dipl.Phys.J.Wirkner für die Mitwirkung bei der Herstellung von Schottkydioden.

Ohne finanzielle Unterstützung des Bundesministeriums für Forschung und Technologie und der Deutschen Forschungsgesellschaft hätte die Arbeit nicht in dieser Form durchgeführt werden können.Ganz besonders möchte ich den Firmen Siemens,AEG,Wacker und BBC danken,die unbehandelte als auch speziell präparierte Siliciumkristalle und Bauelemente kostenlos zur Verfügung gestellt haben.

Lebenslauf

18.11.1952	Geboren in Karlsruhe als Sohn der Eheleute Ursula geb. von Girgensohn und Wolfgang Lefèvre
1959 - 1962	Friedrich-Ebert Volksschule in Karlsruhe
1962 - 1963	Volksschule Langensteinbach
1963 - 1971	Naturwiss. Gymnasium Ettlingen
1971 - 1977	Studium der Physik an der Universität Freiburg
Juli 1977	Diplomprüfung Physik
1977 - 1978	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg
seit 1978	Verwalter d.D. wiss. Assistent am Institut für Angewandte Physik der Universität Erlangen



Copy - Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30
Tel. 09131 - 26197